



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : Physique et Ingénierie des Plasmas de Décharge

Présentée et soutenue par Hery Zo RANDRIANANDRAINAINA

Le 29 Septembre 2011

Titre : AMELIORATIONS DES METHODES DE CALCUL DU TRANSFERT
RADIATIF DANS DES PLASMAS THERMIQUES : APPLICATION AU SF6

JURY

M. Georges ZISSIS (Président, Professeur, UPS Toulouse 3, LAPLACE)

M. Anouar SOUFIANI (Rapporteur, Directeur de recherche CNRS, Ecole Centrale Paris)

M. Yves DELANNOY (Rapporteur, Professeur, INP de Grenoble, SIMap)

M. Jean-Marc BAUCHIRE (Examineur, Maître de Conférences, Université d'Orléans, GREMI)

M. Alain GLEIZES (Directeur de thèse, Directeur de recherche CNRS, LAPLACE)

M. Yann CRESSAULT (Co-encadrant de thèse, Maître de Conférences, UPS Toulouse 3, LAPLACE)

Ecole doctorale : Génie Electrique, Electronique et Télécommunication (GEET)

Unité de recherche : Laboratoire LAPLACE UMR 5213, CNRS-UPS-INPT

Directeur(s) de Thèse : M. Alain GLEIZES, M. Yann CRESSAULT

Rapporteurs : M. Anouar SOUFIANI, M. Yves DELANNOY

A ma famille, à tous ceux qui me sont chers.

AUTEUR : RANDRIANANDRAINANA Hery Zo

TITRE : Améliorations des méthodes de calcul du transfert radiatif dans des plasmas thermiques : application au SF₆.

DIRECTEURS DE THESE : Alain GLEIZES et Yann CRESSAULT

LIEU ET DATE : LAPLACE UMR 5213 CNRS, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, Bât 3R2, 31062 Toulouse Cedex 9, 29 Septembre 2011

Résumé :

A cause de sa forte dépendance géométrique et spectrale, la prise en compte du rayonnement et du transfert radiatif dans les modèles se fait à travers des méthodes approchées. Pour valider leur utilisation et apporter d'éventuelles améliorations, nous confrontons ces méthodes à un calcul « exact ».

Dans ce travail, nous décrivons finement le spectre d'un plasma de SF₆ avec près de 300000 points en fréquence (ou longueur d'onde). A partir de ce découpage, nous avons calculé la divergence du flux radiatif soit à partir de la méthode approchée du coefficient d'émission nette (CEN) basée sur une simplification géométrique du plasma, soit à partir de coefficients moyens d'absorption (CMA) obtenus après découpage du spectre en 7 intervalles spectraux pour lesquels le rayonnement est supposé invariant avec la fréquence dans chacun d'entre eux, soit à partir d'un calcul « exact » correspondant à la résolution directe de l'équation du transfert radiatif. Nous avons également calculé le flux radiatif à partir des deux dernières méthodes, le coefficient d'émission nette ne permettant pas le calcul de cette grandeur. Les différentes étapes de calcul y sont présentées mettant en évidence l'influence de certains paramètres comme le nombre de points utilisés pour discrétiser le spectre, l'erreur commise lors de l'utilisation du facteur de fuite revenant à négliger le chevauchement des raies, les largeurs des raies à considérer pour le calcul des profils correspondant, le nombre de directions à prendre en compte dans le calcul de la divergence du flux radiatif... Pour la détermination des coefficients moyens d'absorption, plusieurs moyennes ont été testées: moyenne de Planck, moyenne de Rosseland et moyenne classique. Les calculs ont été réalisés pour des configurations simples (1D, 2D et 3D) simulant un plasma cylindrique dont la température ne varie qu'en fonction du rayon.

Une grande partie de ce travail porte sur la comparaison des résultats obtenus par le calcul « exact » avec ceux déduits des différentes approchées dans le but de valider leur utilisation ainsi que leur précision. L'analyse des résultats obtenus nous amène à définir de nouveaux intervalles spectraux et de nouvelles moyennes comme par exemple la combinaison de la moyenne de Planck et de la moyenne classique. Cette étude a été effectuée pour un plasma de SF₆ utilisé dans les disjoncteurs à haute tension, mais pourrait être généralisée pour tout plasma thermique à condition que l'équilibre thermodynamique local soit réalisé.

Mots clés :

Plasmas thermiques ; Arc électrique ; Rayonnement ; Coefficient d'émission nette ; Coefficient moyen d'absorption ; SF₆.

AUTHOR : RANDRIANANDRAINANA Hery Zo

TITLE : Improvements of radiative transfer calculation methods for thermal plasma : Application on SF₆

DIRECTORS OF SEARCH : Alain GLEIZES et Yann CRESSAULT

LABORATORY AND DATE : LAPLACE UMR 5213 CNRS, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, Bât 3R2, 31062 Toulouse Cedex 9, 29 Septembre 2011

Résumé :

Because of a strong spectral and geometric dependence, the consideration of the radiation and the radiative transfer in the numerical models is done through approximate methods. To validate their use and to bring any improvement, we have compared these methods with the “exact” calculation.

In this work, we have carried out a detailed description of the spectrum of SF₆ plasmas with about 300000 points on frequency. From this description, we have calculated the divergence of the radiative flux either from the net emission coefficient (NEC) based on a geometric simplification of the plasma, or from the mean absorption coefficients (MAC) calculated after a division of the spectrum into 7 intervals in which we have assumed a constant radiation for each of them, or from an exact calculation corresponding to a direct solution of the radiative transfer equation. We have also calculated the radiative flux from the two last methods since the net emission coefficient is not adapted to estimate this property. The different steps of the work are presented and highlight the influence of several parameters such as the number of points used to discretize the spectrum, the discrepancies observed when we use the escape factor to estimate the emission or the absorption of the lines, the influence of the lines overlapping, the integration of the lines’ profiles, the number of directions to consider in order to estimate correctly the divergence of the radiative flux...For the mean absorption coefficients, three definitions have been tested : the Planck mean, the Rosseland mean and the classical mean. All calculations have been done for simplified configurations (1D, 2D and 3D) assuming a cylindrical plasma for which the temperature profile varies only with the radius.

A great part of this work deals with the comparison between the results obtained from the exact resolution with the results deduced from the other approaches in order to validate the use and the accuracy of the different methods. The results’ analysis leads us to redefine new spectral intervals and new mean functions as the combination of the Planck mean and the classical mean. This study have been performed for SF₆ plasmas used in high voltage circuit breakers but it could equally be generalized for any thermal plasma in local thermodynamic equilibrium.

Keywords :

Thermal plasmas ; Electrical arc; radiative properties; net emission coefficient ; mean absorption coefficient ; SF₆.

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT) du Laboratoire de Plasma et de Conversion de l'Energie (LAPLACE), UMR 5213 CNRS, Toulouse.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude à Monsieur A. GLEIZES, Directeur de Recherche au CNRS, sous la direction duquel j'ai effectué ma thèse. J'ai pu bénéficier de sa grande expérience scientifique, de sa constante disponibilité ainsi que de sa patience, qualités qui m'ont permis d'effectuer ce travail dans d'excellentes conditions.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur Y. CRESSAULT, Maître de Conférences à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, pour les soutiens scientifique et pédagogiques qu'il a apporté à ce travail ainsi que sur la révision de ce manuscrit. Je lui témoigne également toute ma reconnaissance pour ses qualités humaines : son amitié et sa constante bonne humeur.

Monsieur G. ZISSIS, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, m'a fait grand honneur en présidant le jury de ma thèse. Je le prie de trouver ici l'expression de ma très sincère reconnaissance.

Monsieur A. SOUFIANI, Directeur de Recherche CNRS et Monsieur Y. DELANNOY, Professeur à l'Institut National de Polytechnique de Grenoble, m'ont fait l'honneur d'accepter de rapporter sur ce travail. Je les remercie en particulier pour le temps qu'ils ont consacré à l'examen de ce mémoire, et ceci au détriment de leurs vacances. Les remarques et suggestions constructives qu'ils m'ont adressées m'ont permis d'approfondir certaines notions, de faire des corrections en vue d'améliorer le contenu de ce manuscrit. Je tiens à leur exprimer ici mes plus vifs remerciements.

Je remercie également Monsieur J.M. BAUCHIRE, Maître de Conférences à l'université d'Orléans, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté de faire partie du jury.

Mes remerciements vont également aux membres permanents de l'équipe AEPPT : Messieurs M. RAZAFINIMANANA, J.J. GONZALEZ, P. TEULET, P. FRETON, M. MASQUERE, F. VALENSI et P. FORT, pour m'avoir encouragé, conseillé et aidé à chaque sollicitation. Je remercie en particulier Monsieur M. RAZAFINIMANANA pour son engagement dans la collaboration entre l'Université d'Antananarivo et l'université Paul Sabatier de Toulouse. C'est grâce à cette collaboration que j'ai eu l'opportunité d'effectuer notre thèse au sein de l'équipe AEPPT.

Enfin, je ne saurais oublier de remercier les collègues doctorants et stagiaires de l'équipe : Christopher, Dannet, Emmanuelle, Gaëlle, Hadhi, Hugues, Jonathan, Karina, Méline, Nadia, Ravo, Raja, Tommy, Vincent, Vonjy, Vony, Yassine, Zo Alain... ainsi que ceux des autres équipes : Arezky, Estelle, Juslan,... qui m'ont toujours apporté leur soutien. Il me serait difficile de ne pas mentionner ici les nombreux moments de divertissements passés en leur compagnie et qui me laisseront un bon souvenir de mon séjour à Toulouse.

INTRODUCTION GENERALE

7

CHAPITRE I – DONNEES DE BASE SUR LE RAYONNEMENT DES PLASMAS DE SF_6

11

Introduction

12

I.1 – Généralités sur le rayonnement thermique

12

I.1.1-Luminance et flux de rayonnement

12

I.1.1.1-L'angle solide

12

I.1.1.2-La luminance

13

I.1.1.3-Le flux de rayonnement

13

I.1.1.4-La radiance

13

I.1.2-Le rayonnement du corps noir

14

I.1.3-L'équilibre thermodynamique local (ETL)

14

I.1.4-L'équation du transfert radiatif (ETR)

15

I.2 – Mécanisme d'émission du rayonnement dans les plasmas thermiques

15

I.2.1-Le rayonnement continu

16

I.2.1.1-Le continuum moléculaire

16

I.2.1.2-Le continuum atomique

18

I.2.1.3-Le continuum total

21

I.2.2-Le rayonnement discret

22

I.2.2.1-Les phénomènes d'élargissement et de déplacement des raies

23

I.2.2.2-Le coefficient d'absorption des raies

27

I.2.2.3-Les bandes moléculaires

27

I.3 – Coefficient total d'absorption

28

I.3.1-Domaine d'intégration du profil de la raie

28

I.3.2-Discrétisation du spectre total

29

I.3.3-Résultats

31

Conclusion

33

CHAPITRE II – DESCRIPTION APPROCHEE DU SPECTRE ET DE L'EMISSION D'UN PLASMA DE SF_6

35

Introduction

36

II.1 – Le coefficient d'émission nette (CEN)

36

II.1.1-Bases de la méthode

36

II.1.2-Facteur de fuite

38

II.1.3-Résultats et discussions

40

II.1.3.1-Influence du facteur de fuite sur le CEN total

40

II.1.3.2-Cas de l'argon

42

II.1.3.3-Influence du facteur de fuite sur un multiplet

44

II.2 – Le coefficient moyen d'absorption (CMA)

46

II.2.1-Bases de la méthode

46

II.2.2-Détermination du CMA

47

II.2.2.1-Moyenne stricte de Planck

48

II.2.2.2-Moyenne de Planck avec atténuation des raies

49

<i>II.2.2.3-Moyenne de Rosseland</i>	52
<i>II.2.2.4-Moyenne naturelle</i>	53
<i>II.2.3-Comparaison des valeurs du CMA</i>	53
Conclusion	55
<hr/>	
CHAPITRE III – CALCUL EXACT DU TRANSFERT RADIATIF	57
Introduction	58
III.1 – Méthode de calcul	58
<i>III.1.1-Solution de l'équation du transfert radiatif</i>	58
<i>III.1.2-Les configurations</i>	59
<i>III.1.3-Les profils de température</i>	60
<i>III.1.4-Discretisation directionnelle</i>	61
III.2 – Résultats et discussions	63
<i>III.2.1-Etudes paramétriques</i>	63
<i>III.2.1.1-Influence du nombre de points</i>	63
<i>III.2.1.2-Influence du nombre de directions</i>	65
<i>III.2.2-Résultats et discussions</i>	67
<i>III.2.2.1-Comparaison des divergences du flux radiatif calculées en 1D, 2D et 3D</i>	67
<i>III.2.2.2-Représentation quantitative de la divergence du flux radiatif</i>	69
<i>III.2.2.3-Evolution de la luminance</i>	70
<i>III.2.3-Influence de la pression sur le transfert radiatif</i>	72
Conclusion	73
<hr/>	
CHAPITRE IV – RESULTATS ET DISCUSSIONS	75
Introduction	76
IV.1 – Etude du coefficient d'émission nette	76
<i>IV.1.1-Comparaison de la divergence du flux radiatif</i>	76
<i>IV.1.2-Influence du paramètre R_p</i>	78
<i>IV.1.3-Influence de la pression</i>	80
IV.2 – Etude des coefficients moyens d'absorption	82
<i>IV.2.1-Moyenne de Planck</i>	82
<i>IV.2.1.1-Comparaison de la divergence du flux radiatif</i>	82
<i>IV.2.1.2-Comparaison des luminances</i>	84
<i>IV.2.1.3-Etude par intervalle spectral de la moyenne de Planck</i>	87
<i>IV.2.2-Moyenne de Rosseland</i>	90
<i>IV.2.2.1-Comparaison de la divergence du flux radiatif</i>	92
<i>IV.2.2.2-Comparaison des luminances</i>	92
<i>IV.2.2.3-Etude par intervalle spectral de la moyenne de Rosseland</i>	92
IV.3 – Amélioration des coefficients moyens d'absorption	96
Conclusion	101
<hr/>	
CONCLUSION GENERALE	103
ANNEXES	107
REFERENCES	113

INTRODUCTION GENERALE

La majorité des disjoncteurs à haute et très haute tension, c'est-à-dire opérant sur des circuits alternatifs de tension supérieure à 32 kV, sont des disjoncteurs à gaz utilisant de l'hexafluorure de soufre (SF_6) comme gaz de remplissage. Bien que le SF_6 soit considéré comme un gaz à effet de serre et qu'à ce titre son utilisation doit être limitée, ses propriétés physiques et chimiques sont telles que les industriels et scientifiques du domaine n'ont pas encore trouvé de remplaçant efficace qui permettrait de remplacer le SF_6 par un autre gaz ou par un mélange de gaz et de vapeur liée à l'ablation de matériaux. Il faut noter toutefois que les disjoncteurs modernes à SF_6 utilisent l'ablation de buse en PTFE lors de la phase d'arc à grand courant, pour optimiser le fonctionnement du disjoncteur.

Rappelons que le fonctionnement d'un disjoncteur à SF_6 est fondé sur quelques principes clés :

- séparation des contacts à un instant quelconque d'une alternance de courant, donc en général quand l'intensité est élevée ;
- un arc est alors créé par un pont fondu et s'établit entre les contacts en matériau cuprotungstène dans une atmosphère de SF_6 à une pression de quelques bars (pression de remplissage), à l'intérieur d'une buse en PTFE en forme de tuyère ;
- alors que l'intensité du courant reste élevée, un dispositif de pistonnage - souvent associé à un système de clapets - et des phénomènes physiques tels que l'ablation du PTFE, l'absorption du rayonnement et le bouchage partiel de la buse par l'arc, font croître considérablement la pression dans une région du disjoncteur spécialement conçue à cet effet ;
- lorsque l'intensité du courant s'approche du passage par zéro (il s'agit en fait du premier ou du second passage par zéro du courant alternatif, ce choix n'étant pas fixé a priori car il dépend de l'instant aléatoire de l'ouverture du contact par rapport à l'alternance du courant), la zone entre les contacts subit un violent soufflage turbulent à cause des hautes pressions locales engendrées précédemment et tend à refroidir rapidement le plasma d'arc ;
- au passage par zéro du courant, le soufflage turbulent tend à remplacer le plasma par du gaz peu ou pas ionisé. Dans les conditions de coupure les plus difficiles (« défaut kilométrique ») le déphasage courant-tension du réseau tend à rétablir très rapidement une tension transitoire aux bornes du disjoncteur (avec une vitesse de rétablissement de l'ordre de plusieurs kV/ μs) : comme le plasma ne devient pas instantanément diélectrique, la conductance résiduelle crée un courant appelé courant post-arc, qui risque de rétablir un arc si les pertes d'énergie ne sont pas supérieures à l'effet Joule, au cours des premières microsecondes après le passage par zéro du courant (période appelée « phase post-arc ») ;
- enfin si la coupure a bien eu lieu en phase post-arc, le gaz entre les contacts doit présenter une rigidité diélectrique suffisante pour soutenir sans claquage une forte tension (tension du réseau HT), au cours de la centaine de ms qui suit le passage par zéro du courant.

Les propriétés uniques du SF_6 (il s'agit en fait d'une combinaison unique de propriétés qui ne sont pas que des propriétés diélectriques ou physiques, mais englobent également la

toxicité du gaz et de ses produits de décomposition et la température de liquéfaction à haute pression) font que des modélisations physiques couplées à des essais expérimentaux font encore l'objet de recherche en vue d'optimiser le fonctionnement de ses appareils ou d'en réduire la taille. Bien que les recherches sur les propriétés physico-chimiques des plasmas d'arc de SF_6 et les premiers résultats datent des années 1970 [Fro-1, Low-2, Lee-1]], certains phénomènes sont encore mal connus ou représentés de façon trop approximative. Ainsi, alors que les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport dans des plasmas de SF_6 (et pour certains mélanges de SF_6 avec des gaz ou vapeurs) en équilibre thermodynamique local (ETL) sont bien établis [Bar-1, Che-1, Cou-1] les phénomènes suivants font encore l'objet de travaux de recherche et développement expérimentaux ou théoriques :

- écarts à l'ETL qui se manifestent en particulier lors de la phase post-arc et qui peuvent avoir une influence forte sur l'évolution du courant post-arc ;
- traitement de la turbulence qui reste encore très sommaire et non validé ;
- interaction arc-matériaux et ablation de ces matériaux, en particulier de la buse en PTFE ;
- interaction entre l'arc et les contacts (phénomènes aux électrodes) ;
- quantification du transfert radiatif ;
- optimisation de l'écoulement et de la conception 3D des disjoncteurs.

Le travail dans cette thèse se situe au niveau du rayonnement et du transfert radiatif qui jouent un rôle primordial car ils ont plusieurs effets : perte d'énergie très forte dans les zones à haute température lors de la phase à fort courant (plusieurs kA ou dizaines de kA en général) ; absorption du rayonnement dans le gaz environnant ce qui tend à échauffer ce gaz et donc à faire augmenter la pression dans le disjoncteur ; ablation des parois et des électrodes qui peut modifier notablement le comportement du dispositif soit en créant des zones de blocage de gaz ce qui induit localement des hautes pressions, soit en modifiant les propriétés conductrices du plasma. On s'aperçoit donc que le flux radiatif est également lié aux phénomènes d'ablation des parois et qu'à ce titre il influence de nombreux autres phénomènes.

Ce rayonnement, et plus généralement le transfert radiatif, présente une très grande complexité spectrale et une très forte dépendance géométrique puisqu'il faut le considérer en tout point de l'espace tout en tenant compte de sa propagation dans toutes les directions. Dans une modélisation physique itérative, on ne peut donc pas développer un calcul rigoureusement exact du transfert radiatif dans des conditions réelles d'un arc de disjoncteur. Traditionnellement on utilise des méthodes approchées pour évaluer le flux radiatif et/ou la divergence de ce flux, ce dernier terme intervenant directement dans l'équation de conservation de l'énergie totale. Cependant les résultats déduits de ces méthodes approchées ne sont que très peu validés, et quand ils le sont, c'est de manière indirecte. Ainsi la divergence du flux radiatif est souvent calculée au moyen d'une méthode très simplificatrice mais performante à travers un coefficient d'émission nette (CEN) dont la validation a été effectuée parfois en comparant la température mesurée dans les régions les plus chaudes de l'arc, par spectroscopie d'émission, à des valeurs de température calculées au moyen de modèles incluant la prise en compte du transfert radiatif par ce CEN [Gle-4, Ver-1]. Outre que ce coefficient n'est valable que dans les régions centrales, sa dépendance envers la géométrie du plasma reste assez empirique. Par ailleurs pour calculer effectivement le transfert radiatif dans les régions plus froides, et pour estimer le flux rayonné, on est amené à proposer des simplifications drastiques sur la dépendance spectrale du rayonnement. Les résultats obtenus par la suite dans les modélisations sont plausibles mais peu convaincants car leur validation reste très indirecte, en comparant des valeurs mesurées et calculées de montée de pression, cette montée dépendant de plusieurs phénomènes [Zha-1].

Dans le cadre de cette thèse nous nous proposons de tester, d'améliorer et/ou de valider ces méthodes approchées en développant la démarche suivante :

- exprimer très finement la dépendance spectrale du rayonnement émis localement par un plasma de SF₆ supposé en état d'équilibre thermodynamique local;
- calculer le flux radiatif et la divergence du flux dans des conditions prédéterminées de champ de température en utilisant la résolution numérique rigoureuse de l'équation de transfert radiatif, dans différentes conditions de géométrie (1D, 2D et 3D) et de pression, pour un plasma cylindrique ;
- effectuer ces mêmes calculs par des méthodes approchées communément utilisées dans la communauté des arcs et des plasmas thermiques, et comparer les résultats approchés aux résultats du calcul exact ;
- éventuellement proposer des améliorations aux méthodes approchées tout en gardant à l'esprit les contraintes inhérentes aux modélisations physiques qui nécessitent une forte perte de précision dans la description du spectre.

Cette démarche est assez similaire à celle développée par Nordborg et Iordanidis et publiée après que nos travaux aient démarré [Nor-1]. Dans l'analyse de nos résultats et dans la conclusion finale nous reviendrons sur les différences entre nos travaux et résultats et ceux présentés dans [Nor-1].

Le *chapitre I* sera consacré à la description brève de grandeurs générales liées au rayonnement des plasmas et aux mécanismes responsables de l'émission et de l'absorption du rayonnement dans des plasmas de SF₆, en mettant l'accent sur quelques améliorations par rapport aux travaux antérieurs de l'équipe [Gle-3, Ray-2]. Ce chapitre se termine par la description spectrale très fine du coefficient d'absorption dans des gammes larges de température (300 à 30000 K), de pression (de 1 à 32 bars) et de longueur d'onde (de 30 nm à 4 µm)

Dans le *chapitre II*, nous présenterons les bases et quelques résultats concernant les deux méthodes approchées qui sont les plus utilisées pour quantifier le transfert radiatif dans les plasmas thermiques. La première est le coefficient d'émission nette défini par Lowke [Low-2] qui permet de tabuler directement la divergence du flux dans les régions chaudes du plasma en fonction de la température et de la pression, et qui dépend d'un paramètre semi-empirique qui est la dimension équivalente de plasma isotherme. Un effort important a été réalisé par rapport aux travaux antérieurs de l'équipe pour tenir compte du chevauchement des raies et donc pour ne pas utiliser pour chaque raie un facteur de fuite préalablement tabulé. La deuxième méthode s'appuie sur l'hypothèse d'un corps gris par intervalles spectraux : à partir de considérations physiques, on définit un nombre très limité d'intervalles spectraux à l'intérieur desquels on suppose que le coefficient d'absorption est constant, pour une valeur fixée de température à pression constante. La deuxième partie de ce chapitre porte donc sur la définition et le calcul de différentes moyennes du coefficient d'absorption couramment utilisées dans l'étude du transfert radiatif mais dont la validité dépend de plusieurs conditions [Mod-1].

Le *chapitre III* est consacré au calcul dit « exact » du transfert radiatif (calcul de la luminance et de la divergence du flux) dans quelques cas particuliers à géométrie simple (1D, 2D à symétrie circulaire et 3D à symétrie cylindrique) avec des profils imposés de température à pression constante. Ce calcul exact s'appuie sur la description fine du spectre et l'équation du transfert radiatif est résolue numériquement pour une direction en optimisant les pas de calcul. La résolution en 2D et 3D est effectuée au moyen d'une méthode de lancer de rayons avec un nombre important de directions ce qui assure une bonne précision sur les résultats.

Le *chapitre IV* est le plus important de la thèse en ce qui concerne les résultats puisqu'il décrit et analyse la comparaison entre les résultats du calcul exact du transfert radiatif avec ceux obtenus au moyen des méthodes approchées, dans les mêmes conditions de géométrie et de

champ de température. Cette comparaison montre des différences plus ou moins notables entre les résultats des différentes méthodes, dont certaines sont acceptables et d'autres non. Cette analyse nous a amené à proposer une meilleure description du spectre en effectuant un découpage un peu différent des intervalles spectraux et en proposant des définitions différentes de moyennes de coefficients d'absorption suivant la gamme de température.

CHAPITRE I

DONNEES DE BASE SUR LE RAYONNEMENT DES PLASMAS DE SF₆

INTRODUCTION

Ce premier chapitre est consacré au calcul de données de base du transfert radiatif notamment le "coefficient total d'absorption". Cette grandeur est primordiale dans les plasmas thermiques, elle détermine les propriétés radiatives du milieu. Ce coefficient total d'absorption est utilisé ensuite pour déterminer les paramètres qui représentent le rayonnement dans les modèles tels que le coefficient d'émission nette et le coefficient moyen d'absorption, et nous permettra surtout d'effectuer la résolution directe de l'équation du transfert radiatif. Dans ce chapitre nous présentons d'abord quelques rappels sur le rayonnement thermique [Mod-1] et nous introduisons les grandeurs qui vont intervenir dans les chapitres suivants. Nous présentons ensuite l'étude des processus élémentaires responsables de l'émission et de l'absorption du rayonnement dans les plasmas thermiques en précisant les hypothèses que nous avons adoptées dans nos travaux.

I.1 – GENERALITES SUR LE RAYONNEMENT THERMIQUE

I.1.1 - Luminance et flux de rayonnement

I.1.1.1 - *L'angle solide*

Dans un milieu rayonnant, l'émission du rayonnement n'est pas forcément la même dans toutes les directions, d'où l'introduction de l'angle solide. Pour mieux expliquer le concept d'angle solide, considérons un corps qui rayonne dans toutes les directions et placé au centre O d'une sphère de rayon R (Figure I.1).

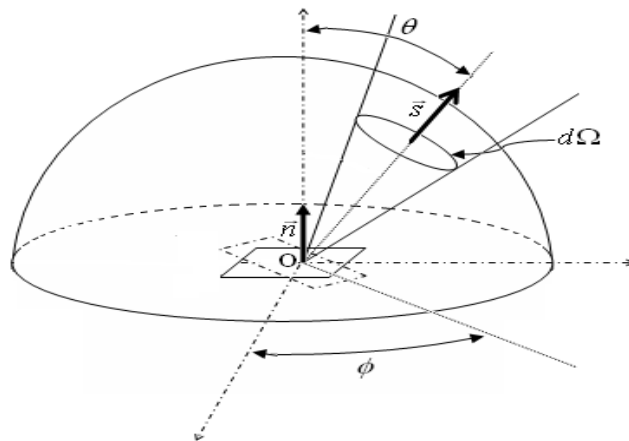


Figure I.1 : Définition de l'angle solide

En coordonnées sphériques, une surface élémentaire de la sphère a pour expression :

$$dS = R^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad \text{telle que } 0 \leq \theta \leq \pi \text{ et } 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (I-1)$$

L'angle solide sous lequel est vu cet élément de surface dS , à partir du centre s'écrit :

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (I-2)$$

Pour la sphère entière,

$$\Omega = \int_S d\Omega = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi [-\cos \theta]_0^\pi = 4\pi \quad (I-3)$$

1.1.1.2 - La luminance

La luminance, exprimée en $W/m^2/sr$, représente la quantité d'énergie transmise par unité d'angle solide, par unité de surface normale à la direction de propagation et par unité de temps. Comme la plupart des grandeurs utilisées en rayonnement thermique, on définit la luminance spectrale L_λ relative à une longueur d'onde et la luminance totale L obtenue par sommation sur tout le spectre.

$$L(\vec{r}, \vec{s}) = \int_0^\infty L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\lambda \quad (I-4)$$

1.1.1.3 - Le flux de rayonnement

Le flux de rayonnement, exprimé en *Watt*, représente la puissance totale échangée par toute la surface sous forme radiative ($\vec{s} \cdot \vec{n} < 0$ pour la puissance reçue) :

$$\Phi_R(S) = \int_{4\pi} \int_S L(\vec{r}, \vec{s}) \cdot \vec{s} \cdot \vec{n} \cdot d\Omega dS \quad (I-5)$$

Dans la littérature, on rapporte souvent ce flux de rayonnement par unité de surface. On utilise alors la densité de flux de rayonnement (W/m^2) :

$$F_R = \int_\Omega L(\vec{r}, \vec{s}) \cdot \vec{s} \cdot \vec{n} \cdot d\Omega \quad (I-6)$$

1.1.1.4 – La radiance

On trouve également la radiance en W/m^2 pour une surface (réelle ou fictive) de normale \vec{n} :

$$J(\vec{n}) = \int_{\vec{s} \cdot \vec{n} > 0} L(\vec{s}) \cdot \vec{s} \cdot d\Omega \quad (I-7)$$

Il faut noter que l'intégration ne se fait que sur $\vec{s} \cdot \vec{n} > 0$, c'est-à-dire sur $2\pi_{sr}$ et de ce fait ne correspond pas au flux radiatif : $J(\vec{n}) \neq \vec{F}_R \cdot \vec{n}$. En effet, \vec{F}_R donne un bilan net sur toutes les directions alors que la radiance donne le transfert sortant par une surface de normale \vec{n} (sans soustraire le rayonnement réentrant).

I.1.2 - Le rayonnement du corps noir

Le terme 'corps noir' est utilisé pour designer un corps totalement opaque, qui absorbe tout le rayonnement qu'il reçoit. A une température donnée, un tel corps émet par ailleurs le maximum d'énergie radiative possible. Ses propriétés radiatives ne dépendent que de sa température. La luminance spectrale d'un corps noir pour une température T est donnée par la loi de Planck, indépendamment de la direction d'émission (corps Lambertien) :

$$L_{\lambda}^o(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (I-8)$$

où $k_b = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ est la constante de Boltzmann et c est la célérité du milieu définie par $c = \frac{c_0}{n}$ avec n l'indice de réfraction du milieu et $c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$.

On définit l'émittance totale M^o d'un corps noir comme sa quantité d'énergie rayonnée par unité de temps et par unité de surface. En intégrant (I-8), on obtient la loi de Stefan-Boltzmann :

$$M^o(T) = \int_0^{\infty} \pi L_{\lambda}^o(T) d\lambda = \sigma_s T^4 \quad (I-9)$$

avec σ_s la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut $\sigma_s = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4$.

La relation (I-9) montre que le rayonnement d'un corps noir augmente fortement avec sa température. Pour un milieu en équilibre thermodynamique, les propriétés radiatives d'un corps sont définies à partir de celles du corps noir.

I.1.3 - L'équilibre thermodynamique local (ETL)

Dans notre plasma, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique complet n'est plus valable puisqu'une partie du rayonnement peut s'échapper du volume et qu'il peut exister un gradient de température à l'intérieur de celui-ci. Cependant, **Griem** [Gri-1] montre que pour un plasma dont la densité électronique est suffisamment élevée ($N_e > 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour des températures supérieures à 9000 K pour des plasmas d'argon), les processus collisionnels électroniques (non radiatifs) sont prépondérants sur les phénomènes radiatifs spontanés : on définit alors l'équilibre thermodynamique local ou ETL. Sous cette hypothèse, certaines lois régissant l'équilibre thermodynamique complet restent valables : la loi de Maxwell pour la distribution des vitesses, la loi de Boltzmann pour les densités d'états et la loi de Saha pour l'équilibre d'ionisation. Pour la distribution spectrale du rayonnement, la loi de Planck n'est plus valable. Cependant la loi de Kirchhoff est applicable. Elle s'écrit :

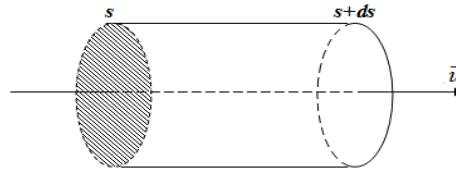
$$\varepsilon_{\lambda}(T) = L_{\lambda}^o(T) \cdot K'(\lambda, T) \quad (I-10)$$

où $\varepsilon_{\lambda}(T)$ est le coefficient d'émission, exprimé en $\text{W/m}^3/\text{m/sr}$, qui représente la puissance émise par unité de volume, par unité de longueur d'onde et par unité d'angle solide ; dans cette étude, on

considère que ce coefficient est isotrope. $K'_\lambda(T)$ est le coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite et représente l'atténuation du rayonnement à travers l'élément de volume (exprimé en m^{-1}). Dans ce travail, nous supposons que l'ETL est établi. D'après la relation (I-10) et selon que l'on s'intéresse à l'émission du milieu ou à son absorption, les propriétés radiatives du plasma seront étudiées soit à partir du coefficient d'émission soit à partir du coefficient d'absorption.

I.1.4 - L'équation du transfert radiatif (ETR)

Considérons un volume élémentaire limité par les éléments de surface s et $s+ds$:



L'équation du transfert radiatif donne l'évolution de la luminance spectrale à travers ce volume élémentaire pour un trajet rectiligne donné. Si l'on ne tient pas compte de la diffusion, elle s'exprime sous la forme suivante [Mod-1] :

$$\frac{dL_\lambda(s)}{dx} = K'(\lambda, T) \cdot L_\lambda^o(T) - K'(\lambda, T) \cdot L_\lambda(s) \quad (I-11)$$

Dans le second membre de l'équation (I-11), le premier terme représente l'émission de l'élément de volume tandis que le deuxième terme correspond à l'atténuation du rayonnement venant de l'extérieur. La résolution de cette équation sera effectuée dans le *chapitre III*.

I.2 – MECANISMES D'EMISSION DU RAYONNEMENT DANS LES PLASMAS THERMIQUES

Le rayonnement dans les plasmas thermiques peut être émis sous deux formes qui dépendent des états d'énergie initiale et finale de la transition. Pour des états d'énergie non quantifiés, le rayonnement peut être émis sur toutes les longueurs d'onde : on parle alors de rayonnement continu (recombinaison radiative, Bremsstrahlung, attachement radiatif). Pour des états d'énergies quantifiés ou liés, le rayonnement est émis à des longueurs d'onde bien précises et représentatives des raies : on parle alors de rayonnement discret (raies atomiques et bandes moléculaires). Dans ce travail, nous étudions principalement un plasma de SF₆ dont le rayonnement dépend des espèces atomiques et moléculaires le constituant [Cha-1]:

- les électrons,
- S, F, S⁻, S⁺, S²⁺, S³⁺, S⁴⁺, S⁵⁺, F⁻, F⁺, F²⁺, F³⁺, F⁴⁺ pour les espèces atomiques,
- S₂, S₂⁺, S₂⁻, F₂, F₂⁺, F₂⁻, SF, SF⁺, SF⁻ pour les espèces diatomiques,
- S₃, S₄, S₅, S₆, S₇, S₈, SF₂, SF₂⁻, SF₂⁺; SF₃, SF₃⁻, SF₃⁺, S₂F₂, FS₂F, SF₄, SF₄⁻, SF₄⁺, SF₅, SF₅⁻, SF₅⁺, SF₆, SF₆⁻, S₂F₁₀ pour les espèces polyatomiques

La Figure I.2 représente les fractions molaires de quelques espèces en fonction de la température et obtenues pour la pression atmosphérique.

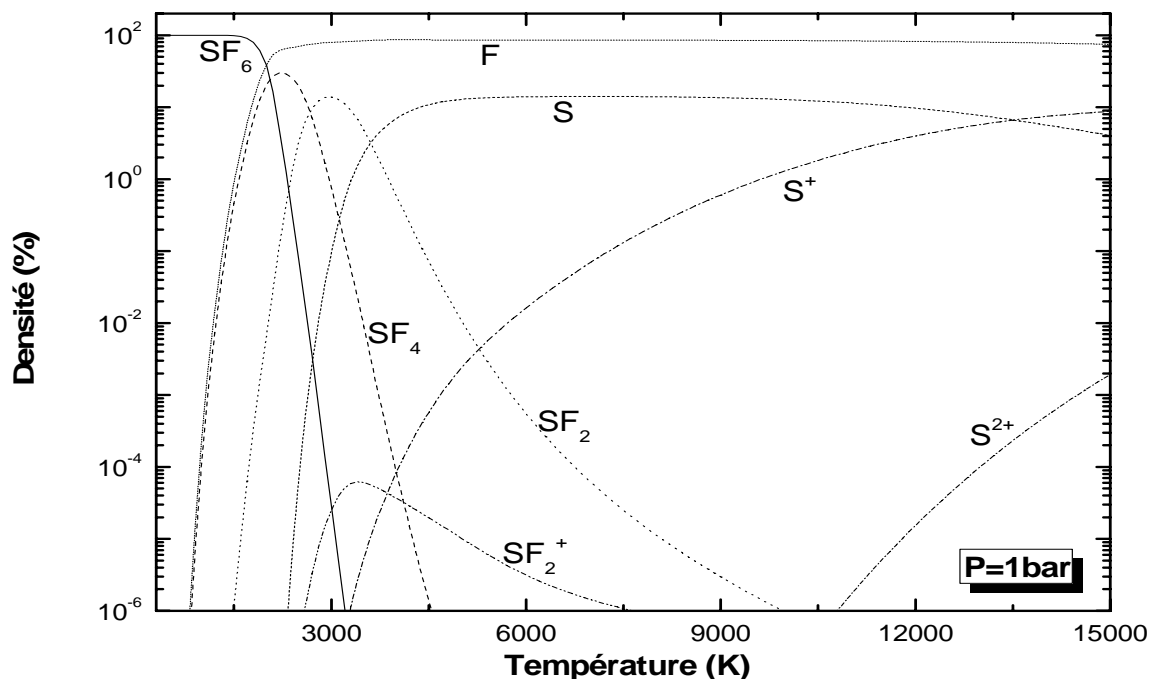


Figure I.2 : Densités relatives (en %) de S, F, S⁺, S²⁺, SF₂, SF₂⁺, SF₄ et SF₆, à la pression atmosphérique (issues d'un calcul de composition de l'équipe).

Bien que cette figure ne présente pas la totalité des espèces, on constate que les espèces moléculaires sont très prédominantes à basse température. Plus la température augmente, plus les molécules se dissocient. A partir de 5000K, la quasi-totalité des molécules est dissociée, d'où la forte dominance des espèces atomiques. On observe également que certaines espèces ne sont qu'en très faible quantité dans le plasma. Pour le SF₂⁺ par exemple, sa densité atteint son maximum aux environs de 3300K et ne représente au maximum que 10⁻⁴% de la densité totale. Cela nous conduit à un choix plus restreint des espèces à prendre en considération dans notre étude. De plus, ne disposant pas de toutes les données nécessaires pour prendre en compte toutes les molécules, nous avons finalement conservé les espèces suivantes : SF₆, SF₄, F₂, S, S⁺, S²⁺, S³⁺, S⁻, F, F⁺, F²⁺, F³⁺ et F⁻, les ions négatifs jouant un rôle important pour l'attachement radiatif dont la contribution peut être non négligeable comme l'a montré Gongassian dans ses précédents travaux [Gon-1].

1.2.1 - Le rayonnement continu (continuum)

1.2.1.1 - *Le continuum moléculaire*

L'énergie d'un photon peut être suffisamment élevée pour briser une liaison moléculaire ou pour provoquer l'ionisation d'une molécule. Les mécanismes correspondants sont la photodissociation et la photoionisation. Toute la difficulté réside donc dans le calcul des sections efficaces correspondantes qui s'avère différent selon le type de processus étudié. Malheureusement, la littérature ne fournit que très rarement de telles données pour tous les niveaux de vibration. Nous avons donc souvent recours à une approximation qui considère la molécule à la température ambiante ($T=300K$), dans son état électronique fondamental X, de niveau vibrationnel $v = 0$. Pour des températures supérieures, la section efficace d'absorption est alors considérée comme constante, simplifiant ainsi le calcul du coefficient d'absorption correspondant par la relation suivante :

$$K_{cont-mol}(\lambda, T) = \sigma(\lambda) \cdot N_{mol}(T) \quad (I-12)$$

avec $\sigma(\lambda)$ la section efficace d'absorption pour une molécule et $N_{mol}(T)$ la densité de la molécule considérée à la température T . Connaissant la variation spectrale du coefficient d'absorption à $300K$ issue de la littérature, nous pouvons alors écrire :

$$K_{cont-mol}(\lambda, T) = \frac{K(\lambda, 300K)}{N_{mol}(300K)} N_{mol}(T) \quad (I-13)$$

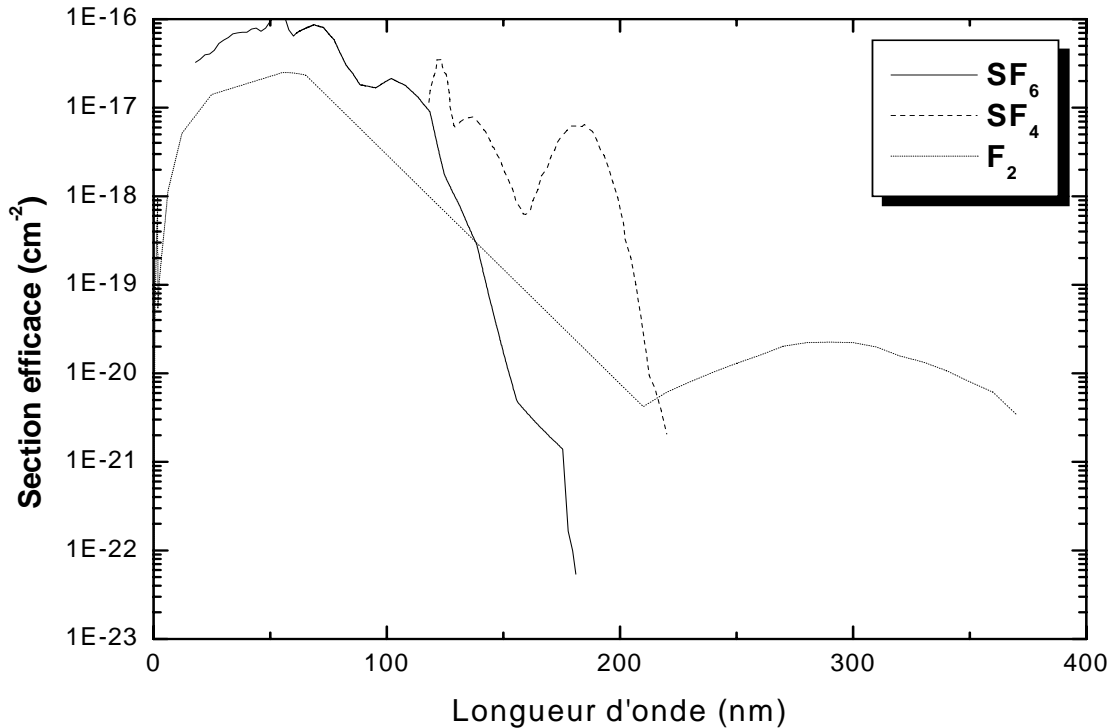


Figure I.3 : Section efficace d'absorption des molécules

Dans ce travail nous avons considéré trois molécules (SF₆, SF₄ et F₂) pour lesquelles les sections efficaces d'absorption sont données par [Hit-1] [Lee-2] [Bas-1] [Pra-1] pour le SF₆, par [Pra-1] pour le SF₄ et par [Bar-2] [Oka-1] pour le F₂. Elles incluent la photoionisation et la photodissociation et sont représentées sur la *Figure I.3*. Nous remarquons que les données ne couvrent qu'une partie du spectre. Pour le SF₆, nous n'avons plus de données au-delà de 180nm alors que sa plus faible énergie de dissociation correspond à 3,995eV ($SF_6 \rightarrow SF_5 + F$) soit 310,35nm. Cette remarque est également valable pour le SF₄ à 3,447eV ($SF_4 \rightarrow SF_3 + F$) soit 356,59nm et pour le F₂ à 1.602eV soit 773,41nm. Pour palier le manque de données dans cette gamme de longueurs d'onde où la section efficace ne peut être prise comme nulle, nous avons extrapolé nos valeurs. Pour les hautes énergies, les sections efficaces ont été considérées constantes et égales à la dernière valeur connue. Pour les basses énergies, les sections efficaces ont été extrapolées jusqu'à l'énergie de dissociation de l'espèce.

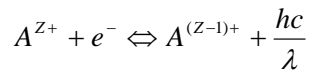
1.2.1.2 - Le continuum atomique

Parmi les transitions possibles au sein du plasma, certaines d'entre elles font intervenir un électron libre (dont l'état d'énergie n'est pas quantifié) et une espèce atomique. Le rayonnement est alors émis de façon continue et constitue le continuum atomique qui se décompose en deux processus : les transitions libre-lié et les transitions libre-libre. On parle de transition libre-lié si l'électron se recombine avec une particule lourde (atome neutre ou chargé). Dans le cas contraire, on parle d'une transition libre-libre ou Bremsstrahlung si l'électron interagit avec les particules lourdes sans se recombiner ; il perd une partie de son énergie cinétique sous forme de rayonnement.

A - Transition libre-lié

A.1 - La recombinaison radiative

Ce phénomène est associé à la capture d'un électron par un ion positif de charge Ze pour former un atome de charge (Z-1)e :



L'énergie du photon émis est donnée par : $\frac{hc}{\lambda} = E_{\lim}^{(Z-1)+} - \Delta E_z - E_i^{(Z-1)+} + E_e$

avec $E_{\lim}^{(Z-1)+}$ l'énergie d'ionisation de l'ion de charge (Z-1)e, ΔE_z l'abaissement du potentiel d'ionisation, $E_i^{(Z-1)+}$ l'énergie de l'ion (ou de l'atome) créé et E_e l'énergie de l'électron capturé. L'expression du coefficient d'émission associé à ce phénomène est donnée par la relation suivante [Gle-2] :

$$\varepsilon_{\lambda}^{rec-rad}(T) = C_1 \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \frac{N_e N_{Z+}}{Q_{Z+}^{int}(T)} \frac{Z^2}{T^{1/2}} \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) \right] g_1^{Z+} \xi_{\nu}^{(Z-1)+}(T) \quad (I-14)$$

avec

$$\xi_{\nu}^{(z-1)+}(T) = \frac{\frac{1}{\lambda^3} \exp\left(\frac{E_{\infty}^{(z-1)+} - \Delta E_z}{k_b T}\right) \left[\sum_i g_i^{(z-1)+} \exp\left(-\frac{E_i}{k_b T}\right) \sigma_i(\lambda) \right]}{C_2 z^2 g_1^{z+} T \left(\exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) - 1 \right)}$$

et

$$C_1 = \frac{16\pi \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3}{3c^3 \sqrt{6k_b \pi m_e^3}} \quad ; \quad C_2 = \frac{32k_b \pi^2}{3h^4 c^4 \sqrt{3}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3 \quad (I-15)$$

où N_e et N_{z+} sont les densités respectives de l'électron et de l'ion de charge Ze ,

$Q_{z+}^{\text{int}}(T)$ la fonction de partition interne de l'ion A^{Z+}

g_1^{z+} et $g_i^{(z-1)+}$: les poids statistiques du premier niveau de A^{Z+} et du niveau i de $A^{(Z-1)+}$

$E_{\infty}^{(z-1)+}$: l'énergie d'ionisation de l'ion (ou l'atome neutre) de charge $(Z-1)$

$\sigma_i(\lambda)$: la section efficace de photoionisation du niveau excité i

$\xi_{\nu}^{(Z-1)+}(T)$: le facteur de Bibermann-Schlüter pour l'ion $A^{(Z-1)+}$, qui représente les corrections quantiques à un modèle "classique hydrogénoïde simplifié". Pour les espèces S, S⁺, S²⁺, F, F⁺ et F²⁺, les facteurs de Bibermann-Schlüter sont issus des travaux de **Gongassian** [Gon-1].

A.2 - L'attachement radiatif

L'attachement radiatif représente la capture d'un électron par un atome neutre. Un atome de fluor ou de soufre peut capturer un électron libre pour former un ion négatif :

$$A + e^- \Leftrightarrow A^- + \frac{hc}{\lambda} \quad \text{avec} \quad \frac{hc}{\lambda} = E_{e^-} + E_a \quad (I-16)$$

L'énergie émise est obtenue par la somme de l'énergie cinétique E_{e^-} de l'électron et de l'affinité électronique E_a (A et A⁻ étant considérés dans leur état fondamental). L'énergie minimale du photon émis correspond donc à un électron de vitesse nulle, soit à une longueur d'onde maximale λ_{max} au delà de laquelle ce processus ne peut exister :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{E_a} \quad (I-17)$$

Soit $\lambda_{\text{max}}=364,6\text{nm}$ pour le fluor et $\lambda_{\text{max}}=614,4\text{nm}$ pour le soufre. Le coefficient d'émission s'exprime alors sous la forme suivante [Gon-1] :

$$\varepsilon_{\lambda}^{\text{aff}}(T) = \frac{c}{\lambda^2} \cdot \left(\frac{2h}{\lambda c}\right) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) N_{A^-}(T) \sigma_{\text{det}}^-(T) \quad (I-18)$$

avec $N_{A^-}(T)$ la densité de l'ion A^- et $\sigma_{\text{det}}^-(T)$ la section efficace de photodétachement. Nos sections efficaces de photodétachement sont issues des travaux de **Gongassian** [Gon-1].

B - Transition libre-libre

B.1 - Rayonnement de freinage électron-ion

Au cours de son déplacement, un électron peut perdre une partie de son énergie cinétique sous l'effet du champ électrique généré par les ions (phénomène de freinage). Dans ce travail, on suppose que l'électron est soumis à un champ électrique créé par un seul ion :

$$A^{z+} + [e^-]_{V_i} \Leftrightarrow A^{z+} + [e^-]_{V_f} + \frac{hc}{\lambda}$$

L'énergie émise est donc : $\frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{2} m_e |V_f^2 - V_i^2|$ où V_i et V_f sont respectivement la vitesse initiale et la vitesse finale de l'électron. Le coefficient d'émission est donné par [Cab-1] :

$$\varepsilon_{\lambda}^{e-i}(T) = C_2 \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \frac{Z^2 N_e N_{Z+}}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) G^{Z+}(\lambda, T) \quad (I-19)$$

où $G(\nu, T)$ est le facteur de Gaunt et Z la charge de l'ion. Ce facteur de Gaunt est similaire au facteur de Bibermann-Schlüter pour la recombinaison radiative. Sous l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des vitesses, ce facteur se calcule à partir des sections efficaces de la transition libre-libre $\sigma_{ff}(V_i, \lambda)$ et de la section efficace classique de la transition libre-libre de Kramers $\sigma_{ff}^K(V_i, \lambda)$. Son expression est donnée par **Gongassian** [Gon-1]:

$$G(\lambda, T) = \int g_{ff}(y, \lambda, T) e^{-y} dy \quad \text{et} \quad y = \frac{m_e V_f^2}{2k_b T} = \frac{m_e V_i^2}{2k_b T} - \frac{hc}{\lambda k_b T} \quad (I-20)$$

avec

$$g_{ff}(V_i, V_f) = \frac{\sigma_{ff}(V_i, \lambda)}{\sigma_{ff}^K(V_i, \lambda)} ; \quad \sigma_{ff}^K = \frac{64\pi^4 m_e}{3h^6 c \sqrt{3}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{\lambda^3 Z^4}{c^3 n^5} \quad (I-21)$$

B.2 - Rayonnement de freinage électron-neutre.

Ce rayonnement provient de l'interaction des particules neutres avec les électrons. Ce processus contribue peu au rayonnement total du continuum atomique comparé à celui issu de la recombinaison radiative et du Bremsstrahlung électron-ion. **Lowke** et **Liebermann** [Low-1] l'ont d'ailleurs négligé dans leurs travaux :

$$A + [e^-]_{V_i} \Leftrightarrow A + [e^-]_{V_f} + \frac{hc}{\lambda}$$

Le coefficient d'émission est alors donné par [Gon-1] :

$$\varepsilon_{\lambda}^{e-a}(T) = C_3 \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot N_a N_e T^{3/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_b T}\right) G(\lambda, T) \quad (I-22)$$

avec :

$$C_3 = \frac{32}{3c^3} \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right) \left(\frac{k_b}{2\pi m_e} \right) \quad ; \quad G(\lambda, T) = \int_0^\infty \sigma(x_0 + y)(x_0 + y)^2 e^{-y} dy \quad ; \quad x_0 = -\frac{hc}{\lambda k_b T} \quad (I-23)$$

$G(\lambda, T)$ correspond à l'intégration de la section efficace élastique totale σ sur une distribution maxwellienne des vitesses électroniques, réalisée à partir de la méthode de Gauss-Laguerre. Les sections efficaces de collision électron-neutre pour le soufre et le fluor sont données par **Robinson** et **Geltman** [Rob-1].

I.2.1.3– Le continuum total

Le rayonnement total du continuum est obtenu par la sommation du continuum moléculaire et du continuum atomique pour une température, une pression et une longueur d'onde données. Pour la pression atmosphérique, la *Figure I.4* montre son évolution pour diverses températures. Pour une meilleure lisibilité ainsi qu'une meilleure compréhension des travaux qui seront présentés dans le *chapitre II*, ce coefficient d'absorption est tracé en fonction de la fréquence.

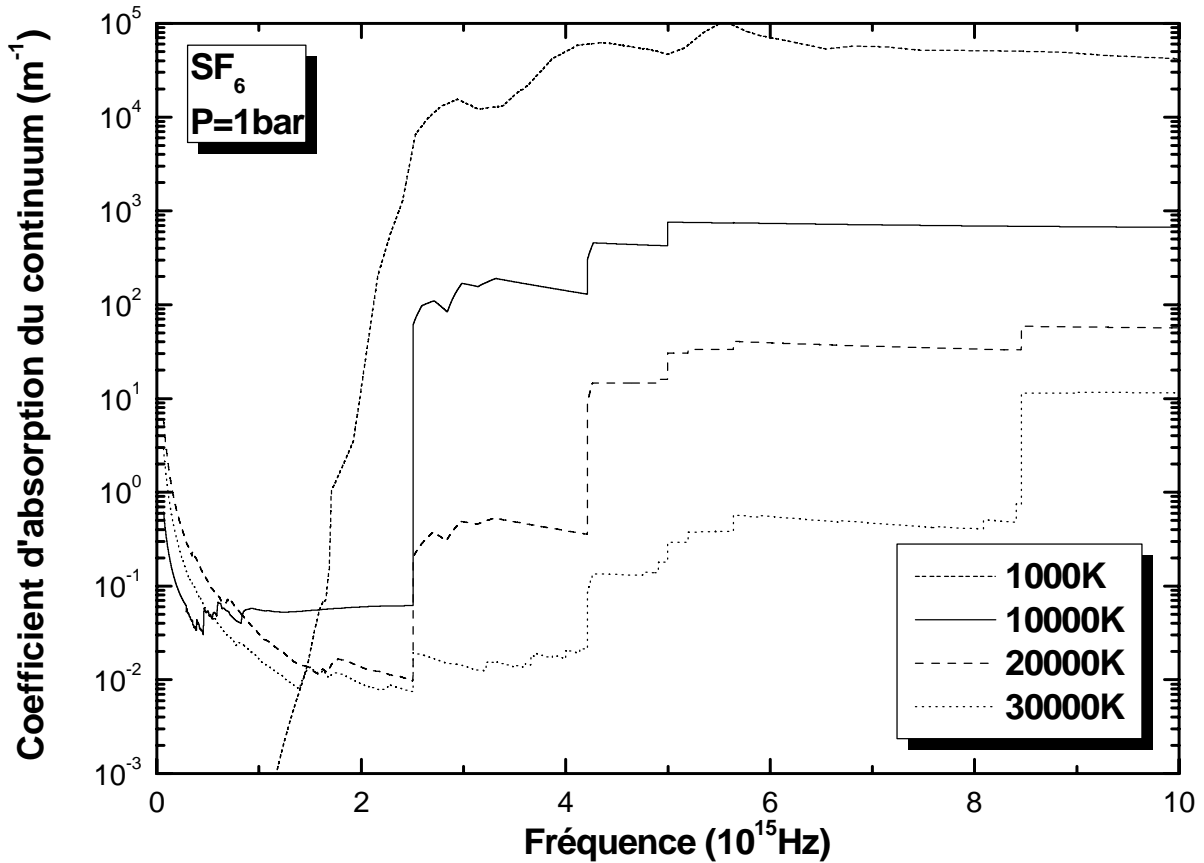


Figure I.4 : Continuum total pour quelques températures et la pression atmosphérique

A basse fréquence ($\nu < 2,50.10^{15}$ Hz), l'énergie du photon n'est pas suffisante pour arracher l'électron d'un atome au niveau fondamental. A cette fréquence limite, on remarque la présence d'un brusque saut correspondant à la première ionisation du soufre. Les photons ayant une énergie supérieure à cette fréquence sont fortement absorbés par photoionisation, expliquant la présence d'un "plateau" entre $2,50.10^{15}$ Hz et $4,12.10^{15}$ Hz (fréquence d'ionisation du fluor). Il diminue avec la température à cause de la diminution de la densité du soufre neutre et de la forme de la section efficace. A $10000K$ et $20000K$, on observe la présence d'un nouveau saut à la fréquence $4,91.10^{15}$ Hz, phénomène représentatif de la seconde ionisation du soufre. A plus haute température, on constate également la deuxième ionisation du fluor à $8,41.10^{15}$ Hz. Cette figure montre également un continuum dominé par la recombinaison radiative pour les hautes énergies.

I.2.2 - Le rayonnement discret

Un atome neutre ou chargé, se trouvant dans un état d'énergie supérieur E_{sup} tend à revenir 'spontanément' vers un état d'énergie inférieur E_{inf} en émettant une partie de son énergie sous la forme d'un photon de longueur d'onde λ telle que :

$$\Delta E = E_{\text{sup}} - E_{\text{inf}} = \frac{hc}{\lambda_0} \quad (I-24)$$

où h est la constante de Planck et λ_0 la longueur d'onde du photon émis.

Les photons émis à cette longueur d'onde constituent une raie. Théoriquement, cette raie se traduit par un pic de Dirac situé à la longueur d'onde λ_0 . Cependant, suite à plusieurs phénomènes et à l'interaction de la particule émettrice avec les particules environnantes, il est possible que la longueur d'onde d'émission d'un photon constituant la raie soit décalée $\lambda_0 \rightarrow \lambda_0 + \delta\lambda$. Par conséquent, une raie présente un certain élargissement et déplacement de son centre. Pour une raie centrée à la longueur d'onde λ_0 , le coefficient d'émission est proportionnel à la densité n_h du niveau haut d'énergie, à la probabilité de transition A_{hb} et également à la probabilité locale d'émission $P_h(\lambda)$ tel que $\int_0^\infty P_h(\lambda) d\lambda = 1$.

Dans un milieu isotrope, si r définit la position, ce coefficient ne dépend plus de la direction considérée et a pour expression :

$$\varepsilon_\lambda(r) = \frac{hc}{4\pi\lambda_0} A_{hb} n_h P_h(\lambda, r) \quad (I-25)$$

où le coefficient d'émission spontanée A_{hb} est issu du NIST [Nis-1].

1.2.2.1 - Les phénomènes d'élargissement et de déplacement des raies

A - L'élargissement naturel

En l'absence de toute perturbation venant de l'extérieur, intervient l'élargissement naturel de la raie qui est déduit du principe d'incertitude de Heisenberg. Cependant, sa contribution reste négligeable devant les élargissements dus à l'effet Doppler et aux effets de pression et nous ne l'avons pas considéré dans notre étude.

B - L'effet Doppler

L'effet Doppler est dû à la vitesse relative de la particule émettrice par rapport à l'observateur. La longueur d'onde apparente d'un photon n'est pas la même si l'atome émetteur s'approche ou s'éloigne de l'observateur. Si un rayonnement est émis à la longueur d'onde λ_0 , l'observateur le reçoit à la longueur d'onde $\lambda_0 + \Delta\lambda$ tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \pm \frac{V_s}{c} \lambda_0 \quad (I-26)$$

où V_s est la composante de la vitesse de la particule émettrice suivant la direction d'observateur. Dans le cas d'une distribution maxwellienne des vitesses, le profil obtenu est un profil de type gaussien [Rah-1]:

$$P_d(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda_d \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_d}\right)^2\right) \quad \text{avec} \quad \Delta\lambda_d = \lambda_0 \left(\frac{2k_b T}{Mc^2}\right)^{1/2} \quad (I-27)$$

où M est la masse atomique de l'atome émetteur. Dans l'hypothèse où aucune vitesse hydrodynamique existe, l'effet Doppler n'engendre pas de déplacement du centre de la raie. La largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$2\delta_d = \Delta\lambda_d (\ln 2)^{1/2} \quad (I-28)$$

C - Les effets de pression

On utilise deux approximations pour calculer les élargissements et les déplacements causés par les effets de pression : l'approximation des impacts et l'approximation quasi-statique. Quand la durée d'une collision est très petite devant l'intervalle de temps entre deux collisions successives, l'approximation des impacts est applicable. Par contre, si les perturbateurs se déplacent lentement de telle sorte que les collisions soient quasi-constantes dans un intervalle de temps, on utilise l'approximation quasi-statique [Gri-2]. Le profil obtenu est alors de type lorentzien et donné par :

$$P_L(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi \left[(\lambda - \lambda_0)^2 + \delta_L^2 \right]} \quad (I-29)$$

avec δ_L la mi-largeur à mi-hauteur lorentzienne et λ_0 la longueur d'onde au centre de la raie.

C.1 - L'effet de résonance

L'élargissement de résonance provient de l'interaction de la particule émettrice avec un atome identique aboutissant à une transition couplée au niveau fondamental. L'effet de résonance n'engendre pas de déplacement du centre de la raie. Dans l'approximation des impacts, la largeur à mi-hauteur s'exprime de la manière suivante [Rah-1]:

$$2\delta_r = 5.48\pi \left(\frac{g_f}{g_r} \right)^{1/2} N_0 \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{f_r}{2\pi c} \frac{\lambda_0}{m_e} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I-30)$$

où g_f et g_r sont respectivement les poids statistiques du niveau fondamental et du niveau de résonance et f_r la force d'oscillateur du niveau résonnant.

C.2 - L'effet Van der Waals

L'élargissement de Van der Waals est la conséquence d'une interaction entre une particule émettrice et des atomes différents ou identiques si la transition n'est pas couplée au niveau fondamental. Selon l'approximation des impacts, l'élargissement $2\delta_v$ et le déplacement Δ_v s'expriment de la façon suivante [Rah-1]:

$$2\delta_v = 8,16C_6^{2/5} (\bar{V}_0)^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I-31)$$

$$\Delta_v = 2,94C_6^{2/5} (\bar{V}_0)^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I-32)$$

avec C_6 la constante d'interaction de Van der Waals [Cre-1] et \bar{V}_0 la vitesse relative moyenne des deux particules telle que :

$$\bar{V}_0 = \left(\frac{8k_b T}{\pi} \left(\frac{M_a + M_p}{M_a M_p} \right) \right)^{1/2} \quad (I-33)$$

où M_a et M_p sont les masses respectives de l'atome émetteur et perturbateur.

C.3 - L'effet Stark

Les élargissements associés à l'effet Stark résultent de l'interaction entre un atome émetteur et les particules chargées. Dans ses travaux, **Rahmani** [Rah-1] montre que cet élargissement varie selon la nature de l'émetteur, à savoir un atome neutre ou un ion. Selon **Sahal-Brechot** [Sah-1], deux types d'interaction sont envisageables:

- un effet **Stark quadratique** responsable d'une dégénérescence partielle des niveaux suite à une interaction élastique. L'élargissement s'écrit sous la forme :

$$2\delta_s^e = 11,37 C_4^{2/3} V_e^{1/3} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad \text{pour les neutres} \quad (I-34)$$

$$2\delta_s^e = 200,8 C_4^{2/5} N_e \frac{z^{4/5}}{T^{1/2}} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad \text{pour les ions :} \quad (I-35)$$

$$\text{et le déplacement :} \quad \Delta_s^e = 9,94 C_4^{2/3} V_e^{1/3} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I-36)$$

où C_4 est la constante d'effet Stark, comparable à C_6 pour l'effet Van Der Waals. Les relations (I-34), (I-35) et (I-36) concernent la perturbation créée par les électrons. Pour prendre en compte la perturbation des ions, **Griem** [Gri-2] propose les termes correctifs suivants:

$$2\delta_s^{e,i} = 2\delta_s^e (1 + 1,75(1 - 0,75R)A) \quad (I-37)$$

$$\Delta_s^{e,i} = 2\delta_s^e (0,866 + 1,75(1 - 0,75R)A) \quad (I-38)$$

où R est le terme de corrélation ionique défini comme le rapport entre la distance moyenne des ions ρ_m et la longueur de Debye ρ_D :

$$\rho_m = \left(\frac{3}{4\pi \sum_i N_i} \right)^{1/3} \quad \text{et} \quad \rho_D = \left(\frac{k_b T}{4\pi e^2 \left(N_e + \sum_i N_i z_i^2 \right)} \right)^{1/2} \quad (I-39)$$

avec N_i et z_i la densité et la charge du perturbateur i . Dans les relations (I-37) et (I-38), A est le paramètre d'élargissement ionique tel que :

$$A = \frac{4\pi}{3} \sum_i N_i \left(\frac{C_4 \bar{z}^2}{\delta_s^e} \right)^{3/4} \quad \text{avec} \quad \bar{z} = \frac{\sum_i N_i z_i}{\sum_i N_i} \quad (I-40)$$

- un effet **Stark quadrupolaire** concernant une interaction inélastique avec émission de photon. **Raynal** [Ray-1] montre que la prise en compte de cet effet quadrupolaire augmente de 20% la valeur du coefficient d'émission nette défini au chapitre II. Les élargissements s'écrivent alors:

$$\delta_s^q = 6,05 \cdot 10^{-8} N_e (\beta_i - \beta_f) \quad \text{pour les neutres} \quad (I-41)$$

$$\delta_s^q = 4,96 \cdot 10^{-5} z^{2/3} (\beta_i - \beta_f)^{2/3} N_e T^{1/2} \quad \text{pour les ions} \quad (I-42)$$

D – Quelques exemples sur les élargissements et les déplacements

Les tableaux suivant (*tableau I.1* et *I.2*) montrent la variation en fonction de la température et de la pression des élargissements (largeur à mi-hauteur) et des déplacements pour deux raies de résonance (les élargissements ainsi que les déplacements sont exprimés en *nm*) :

- une raie du soufre neutre S centrée en $\lambda_0 = 130,343\text{nm}$ ($3s^23p^3(^4S)6s \rightarrow 3s^23p^4(^3P)$)

- une raie du soufre S⁺ centrée en $\lambda_0 = 90,687\text{nm}$ ($3s^23p^2(^3P)4s \rightarrow 3s^23p^3(^4S)$)

	T (kK)	Doppler $2\delta_D$	Résonance $2\delta_R$	Van Der Waals		Stark		Total Lorentzien	
				$2\delta_V$	Δ_V	$2\delta_S$	Δ_S	$2\delta_L$	Δ_L
1 bar	10	1.64E-03	6.04E-05	1.30E-04	4.69E-05	3.41E-03	2.87E-03	3.60E-03	2.92E-03
	20	2.33E-03	2.63E-06	7.00E-06	2.52E-06	2.11E-02	1.75E-02	2.11E-02	1.75E-02
	30	2.85E-03	2.65E-08	7.94E-08	2.86E-08	1.80E-02	1.49E-02	1.80E-02	1.49E-02
16 bar	10	1.64E-03	9.98E-04	2.15E-03	7.75E-04	1.59E-02	1.34E-02	1.90E-02	1.41E-02
	20	2.33E-03	2.36E-04	6.26E-04	2.25E-04	2.15E-01	1.80E-01	2.16E-01	1.80E-01
	30	2.85E-03	7.63E-06	2.28E-05	8.24E-06	2.73E-01	2.25E-01	2.73E-01	2.25E-01

Tableau I.1 : Variation des élargissements et des déplacements de la raie de SI centrée à la longueur d'onde $\lambda_0 = 130,343\text{nm}$ pour quelques températures et deux pressions

	T (kK)	Doppler $2\delta_D$	Résonance $2\delta_R$	Van Der Waals		Stark		Total Lorentzien	
				$2\delta_V$	Δ_V	$2\delta_S$	Δ_S	$2\delta_L$	Δ_L
1 bar	10	1.14E-03	4.53E-05	3.04E-05	1.09E-05	5.81E-04	3.61E-04	6.56E-04	3.72E-04
	20	1.62E-03	1.97E-06	1.63E-06	5.89E-07	2.18E-03	1.35E-03	2.18E-03	1.35E-03
	30	1.98E-03	1.98E-08	1.85E-08	6.68E-09	1.40E-03	8.76E-04	1.40E-03	8.76E-04
16 bar	10	1.14E-03	7.48E-04	5.02E-04	1.81E-04	2.70E-03	1.68E-03	3.95E-03	1.86E-03
	20	1.62E-03	1.76E-04	1.46E-04	5.27E-05	2.24E-02	1.39E-02	2.28E-02	1.40E-02
	30	1.98E-03	5.72E-06	5.34E-06	1.92E-06	2.10E-02	1.30E-02	2.10E-02	1.30E-02

Tableau I.2 : Variation des élargissements et des déplacements de la raie de SI centrée à la longueur d'onde $\lambda_0 = 90,687\text{nm}$ pour quelques températures et deux pressions

Comme le montre la relation (I-28) définissant l'élargissement Doppler, ce dernier varie de façon monotone avec la température du milieu et ne dépend pas de la pression. Les élargissements de résonance et de Van der Waals présentent les mêmes caractéristiques : ils diminuent avec la température et augmentent avec la pression car ils sont directement proportionnels aux densités des particules neutres et dépendent de l'ionisation des atomes. Enfin pour les élargissements Stark, plus la densité des électrons et celles des ions augmentent, plus l'effet Stark devient important. A 30000K où il est prépondérant, on note toutefois une légère diminution des valeurs par rapport à celles correspondant à 20 000K que l'on peut expliquer par la diminution de la densité électronique (phénomène de raréfaction).

I.2.2.2 - Le coefficient d'absorption des raies

Suite aux phénomènes d'élargissements et de déplacements, le profil final d'une raie est un profil de Voigt, obtenu par la convolution du profil gaussien et lorentzien. Pour une longueur d'onde donnée, il s'écrit sous la forme [Cre-1] :

$$P_V(\lambda) = \frac{a}{\Delta\lambda_D \pi \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\left(\frac{y}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right]}{a + (y - \Delta\lambda)^2} dy \quad (I-43)$$

avec

$$a = \delta_L/2 ; \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 - \Delta_{tot} \quad \text{et} \quad \Delta\lambda_D = \frac{\delta_D}{2\sqrt{\ln 2}}$$

où δ_D et δ_L sont respectivement les demi-largeurs à mi-hauteur gaussienne et lorentzienne et Δ_{tot} le déplacement du centre de la raie.

Le coefficient d'absorption total d'une raie est alors déduit de la loi de Ladenburg [Tra-1]:

$$K'_{raie}(T) = \int_0^{+\infty} K'_{raie}(\lambda, T) d\lambda = \frac{\pi e_o^2}{m_e c} f_{bh} \bar{n}_b \int_0^{+\infty} P(\lambda) d\lambda \quad (I-44)$$

avec f_{bh} la force oscillateur associée à la transition et

$$\int_0^{+\infty} P(\lambda) d\lambda = 1 \quad (I-45)$$

I.2.2.3 – Les bandes moléculaires

Sur les bords des plasmas thermiques établis dans des gaz moléculaires, une part importante du rayonnement émis est due aux bandes moléculaires qui sont analogues au spectre discret pour les espèces atomiques mais avec une structure de raies beaucoup plus riche. L'effet de ces bandes moléculaires sur le rayonnement total du plasma peut ne pas être négligeable si la température dans les régions chaudes ne dépasse pas 10 000 K (ce qui est vrai dans différents procédés en particulier sur ceux qui font appel à des torches ICP plutôt qu'à des arcs) et s'il existe des molécules très stables qui ne sont dissociées qu'à haute température (par exemple autour de 7000 K). Ce problème a été traité pour les plasmas thermiques dans la littérature, surtout pour des plasmas d'air à cause de la stabilité des molécules N₂ et NO [Lau-1] [Nag-2] [Cha-2]. Des travaux actuels dans notre équipe portent également sur des molécules telles que C₂ et OH.

En ce qui concerne les plasmas d'arc de SF₆ dont l'application unique correspond aux arcs de disjoncteur à haute puissance, la prise en compte du transfert radiatif intervient pour des arcs de fort courant (de quelques kA jusqu'à 100 kA) pour lesquels la température sur l'axe est supérieure à 20 000K. Dans ces conditions l'émission des bandes moléculaires n'a qu'une contribution négligeable par rapport à l'émission des régions chaudes, d'autant plus que les

molécules liées à la dissociation du SF₆ ne sont pas très stables (la présence de molécules est faible dès que $T > 3000$ K à pression atmosphérique). Cependant, les disjoncteurs à SF₆ doivent couper des courants alternatifs en profitant du passage par zéro du courant ; on peut s'interroger alors sur la légitimité de négliger le rayonnement moléculaire car lors du passage par zéro du courant les valeurs maximales de température chutent aux environs de 5 à 6 kK. La réponse nous est apportée par la physique de l'arc de disjoncteur : lors du passage par zéro du courant le rayonnement a un rôle très secondaire dans le bilan d'énergie qui est gouverné alors par d'autres phénomènes tels que la convection violente et la conduction turbulente [Gle-1]. Enfin l'absorption liée à la présence de bandes moléculaires sur les bords du plasma a été également négligée, ce qui se justifie par le fait que l'épaisseur géométrique de la région du plasma ou du gaz pour lesquelles ces bandes pourraient jouer un rôle (entre 1500 et 3000 K) est extrêmement réduite (forts gradients de température) de telle sorte que l'épaisseur optique est suffisamment faible pour ne pas tenir compte de l'absorption.

En conclusion de cette analyse, nous n'avons pas étudié les bandes moléculaires dans les plasmas de SF₆, ce qui ne signifie pas que nous ne tenons pas en compte la présence de molécules dans le transfert radiatif. Elles interviennent dans le continuum moléculaire via les mécanismes de photodissociation et photoionisation, ce qui revient à dire que les molécules dans le transfert radiatif des arcs de SF₆ jouent un rôle essentiellement d'absorbants.

I.3 – COEFFICIENT TOTAL D'ABSORPTION

Le coefficient total d'absorption calculé pour une pression, une température et une longueur d'onde données est obtenu par la somme de la contribution du continuum et des raies, soit :

$$K'_{tot}(\lambda, T) = K'_{cont_mol}(\lambda, T) + K'_{cont_at}(\lambda, T) + K'_{raies}(\lambda, T) \quad (I-46)$$

$$\text{avec } K'_{raies}(\lambda, T) = \sum_i K'^i_{raies}(\lambda, T) \quad (I-47)$$

La difficulté de ce calcul se situe surtout au niveau du traitement des raies. En effet, il faut que le profil de chaque raie soit intégré sur un domaine spectral assurant sa normalisation tout en évitant de longs temps de calculs, et que le nombre de points définis pour décrire la totalité du spectre soit suffisamment élevé pour bien prendre en considération le chevauchement possible de ces raies ou l'étroitesse de son profil. Avant de présenter quelques résultats sur le coefficient d'absorption total obtenu pour un plasma de SF₆ à différentes températures et pressions, nous présentons succinctement les différentes études réalisées sur la détermination de ces deux paramètres : définition du nombre de points nécessaire pour bien décrire le spectre, définition du domaine d'intégration pour chaque raie.

I.3.1 –Domaine d'intégration du profil de la raie

Etant donné le nombre important de raies à traiter (8328 raies pour un plasma de SF₆) et les temps de calculs longs que demande une intégration sur tout le spectre de chaque profil de raie (afin de mieux tenir compte des ailes de la raie), nous avons testé différentes largeurs d'intégration basées sur la largeur à mi-hauteur du profil de chaque raie (10 fois, 20 fois, 50 fois, 100 fois et 1000 fois cette largeur). Les *tableaux I.3* et *I.4* présentent les valeurs obtenues pour les deux raies de résonance étudiées précédemment (*130,343nm de SI* et *90,687nm de SII*).

	T (kK)	1000 fois	500 fois	100 fois	50 fois	20 fois	10 fois
1 bar	10	0.999	0.999	0.997	0.995	0.987	0.975
	20	0.999	0.999	0.997	0.994	0.985	0.970
	30	0.999	0.999	0.997	0.994	0.985	0.970
16 bar	10	0.999	0.999	0.997	0.994	0.985	0.970
	20	0.999	0.999	0.996	0.993	0.984	0.968
	30	0.999	0.999	0.996	0.993	0.984	0.968

Tableau I.3 : Intégration du profil normalisé de la raie $\lambda_0=130,343nm$ de SI en fonction de l'intervalle d'intégration exprimé en multiple de la largeur à mi-hauteur

	T (kK)	1000 fois	500 fois	100 fois	50 fois	20 fois	10 fois
1 bar	10	0.999	0.999	0.998	0.997	0.994	0.988
	20	0.999	0.999	0.998	0.996	0.990	0.981
	30	0.999	0.999	0.998	0.997	0.993	0.986
16 bar	10	0.999	0.999	0.997	0.995	0.987	0.975
	20	0.999	0.999	0.997	0.994	0.985	0.970
	30	0.999	0.999	0.997	0.994	0.985	0.970

Tableau I.4 : Intégration du profil normalisé de la raie $\lambda_0=90,687nm$ de SII en fonction de l'intervalle d'intégration exprimé en multiple de la largeur à mi-hauteur

Nous constatons que l'intégration du profil est obtenue avec moins de 1% d'erreur si la largeur spectrale choisie pour cette intégration est au moins ± 50 fois sa largeur à mi-hauteur. Pour le calcul, nous avons choisi un seul critère pour le traitement de toutes les raies, nous prenons en compte une raie à $\pm 10nm$ à partir de son centre, ce paramètre s'avère un bon compromis entre la précision et le temps de calcul.

I.3.2 –Discretisation du spectre total

A pression fixée, nous avons testé l'influence du nombre de points nécessaire pour minimiser l'erreur sur le calcul du coefficient total d'émission :

$$\varepsilon(T) = \int L_{\lambda}^o(T) \cdot K'_{tot}(\lambda, T) d\lambda \quad (I-48)$$

qui peut également s'écrire :

$$\varepsilon(T) = \int L_{\lambda}^o(T) \cdot K'_{cont}(\lambda, T) d\lambda + \sum_i \varepsilon_{raie}^i \quad (I-49)$$

$$\text{avec} \quad \varepsilon_{raie}^i = \frac{hc}{4\pi\lambda_{o,i}} A_{hb} n_h \quad (I-50)$$

Afin de tenir compte à la fois des variations du coefficient d'absorption du continuum et de la présence en quantité importante des raies dans des régions spectrales bien localisées, la distance spectrale entre deux points (ou pas de longueur d'onde) n'est pas constante sur tout le spectre. Nous avons préalablement défini 5 régions du spectre avec un pas constant pour chaque région, mais différent d'une région à l'autre (*tableau I.5*).

Le *tableau I.6* compare, pour différents nombres de points et pour quelques valeurs de la température, les résultats obtenus par la relation (I-48) par rapport aux valeurs de *référence* issues de la relation (I-49), alors que le *tableau I.7* indique l'erreur relative commise. Ces résultats sont obtenus à la pression atmosphérique pour laquelle les raies sont relativement étroites (*cf tableau I.1 et I.2*). A plus haute pression, les raies sont beaucoup plus élargies et donc plus faciles à décrire. Ces deux tableaux montrent que les valeurs de l'émissivité calculée à partir de la relation (I-48) convergent en augmentant le nombre de points. Toutefois, on remarque que pour certains cas, elles dépassent légèrement notre valeur de référence calculée par la relation (I-49). Nous pensons que cette différence est d'origine numérique plutôt que physique et qu'elle est très certainement liée à l'intégration du profil de Voigt (I-43). On remarque également qu'avec 286802 points (nous dirons par la suite environ 300 000 points), nous commettons une erreur relative inférieure à 1% sur l'émissivité. Par conséquent et pour la suite de notre travail, nous avons choisi de décrire le spectre avec ce nombre de points et un pas d'intégration différent selon le domaine spectral comme l'indique le *tableau I.5* :

λ (nm)	30-100	100-200	200-850	850-1020	1020-4500
Pas (nm)	1E-3	1E-3	1E-2	1E-2	1E-1

Tableau I.5 : Découpage spectral pour l'optimisation du pas en longueur d'onde pour le SF₆ avec environ 300 000 points.

Température	5000 K	10000 K	15000 K	20000 K	25000 K	30000 K
Référence	5.7242E+05	1.1431E+09	5.3413E+09	2.1459E+10	9.2400E+10	2.4105E+11
160802 pts	5.6482E+05	1.1205E+09	5.2453E+09	2.1738E+10	9.6730E+10	2.5490E+11
286802 pts	5.7084E+05	1.1442E+09	5.3792E+09	2.1558E+10	9.2417E+10	2.4211E+11
538801 pts	5.7240E+05	1.1457E+09	5.3649E+09	2.1550E+10	9.2787E+10	2.4256E+11
1294802 pts	5.7249E+05	1.1456E+09	5.3635E+09	2.1560E+10	9.2787E+10	2.4257E+11

Tableau I.6 : Valeurs de l'émissivité calculées par la relation (I-48) en fonction du nombre de points et valeur de référence (I-49) pour le SF₆

Température	5000 K	10000 K	15000 K	20000 K	25000 K	30000 K
160802 pts	-1.32E-02	-1.97E-02	1.79E-02	1.30E-02	4.68E-02	5.74E-02
286802 pts	-2.76E-03	9.62E-04	7.09E-03	4.61E-03	1.83E-04	4.39E-03
538801 pts	-3.49E-05	2.27E-03	4.41E-03	4.24E-03	4.18E-03	6.26E-03
1294802 pts	1.22E-04	2.18E-03	4.15E-03	4.70E-03	4.18E-03	6.26E-03

Tableau I.7 : Erreur relative sur le calcul de l'émissivité pour le SF₆

Pour valider notre discrétisation et mettre en évidence l'influence du chevauchement des raies (présentée dans le *Chapitre II*), nous avons effectué la même démarche dans le cas d'un plasma d'argon. L'optimisation du spectre conduit à un découpage différent indiqué dans le *tableau I.8*. Les *tableaux I-9* et *I-10*, similaires aux *tableaux I-6* et *I-7*, montrent les émissivités obtenues pour un plasma d'argon selon le nombre de points choisis. On constate également pour certains cas un léger dépassement des valeurs calculées par la relation (I-49) par rapport aux valeurs de référence comme nous l'avons remarqué pour le cas du SF₆ ce qui confirme une origine plutôt numérique. D'après le *tableau I.10*, une bonne description du spectre pour l'argon nécessite un minimum de 291859 points pour conserver une erreur inférieure à 1%. Le coefficient d'émission nette peut alors se calculer à partir du découpage suivant :

λ (nm)	30-70	70-120	120-200	200-1000	1000-4500
Pas (nm)	7E-4	5E-4	2E-2	7E-3	1E-1

Tableau I.8 : Découpage spectral pour l'optimisation du pas en longueur d'onde pour l'Argon

Température	5000 K	10000 K	15000 K	20000 K	25000 K	30000 K
Référence	5.6958E+02	2.9557E+08	8.7200E+09	2.5769E+10	1.2523E+11	2.3930E+11
169002 pts	7.4831D+02	3.2738D+08	8.7859D+09	2.5766D+10	1.2492D+11	2.3685D+11
291859 pts	5.6871D+02	2.9725D+08	8.7895D+09	2.5855D+10	1.2573D+11	2.4046D+11
605000 pts	5.6886D+02	2.9704D+08	8.7896D+09	2.5858D+10	1.2565D+11	2.3997D+11
1024334 pts	5.6880D+02	2.9706D+08	8.7896D+09	2.5857D+10	1.2566D+11	2.3999D+11

Tableau I.9 : Valeurs de l'émissivité calculées par la relation (I-48) en fonction du nombre de points et valeur de référence (I-49) pour l'Argon

Température	5000 K	10000 K	15000 K	20000 K	25000 K	30000 K
169002 pts	-2.39D-01	-9.72D-02	-7.51D-03	8.23D-05	2.43D-03	1.03D-02
291859 pts	1.52D-03	-5.64D-03	-7.90D-03	-3.33D-03	-3.97D-03	-4.81D-03
605000 pts	1.26D-03	-4.93D-03	-7.92D-03	-3.45D-03	-3.32D-03	-2.80D-03
1024334 pts	1.37D-03	-4.93D-03	-7.92D-03	-3.42D-03	-3.41D-03	-2.89D-03

Tableau I.10 : Erreur relative sur le calcul de l'émissivité pour l'Argon

I.3.3 - Résultats

Pour 10000K, 20000K et la pression atmosphérique, les *Figures I.5a* et *I.5b* montrent l'évolution du coefficient total d'absorption avec la fréquence, les pics observés correspondant

aux raies. On remarque que le fond continu gouverne l'absorption à haute fréquence, notamment à 10000K. La relation (I-49) implique que pour une longueur d'onde donnée, le coefficient d'absorption des raies est donné par la somme des contributions de chacune des raies en cette longueur d'onde, impliquant le phénomène de 'chevauchement des raies'. Dans ce travail, nous prenons en compte ce phénomène comme le montre la *Figure I.6* qui représente un agrandissement de la zone encadrée sur la *Figure I.5b*. Son influence sur le transfert radiatif sera étudiée dans le chapitre suivant.

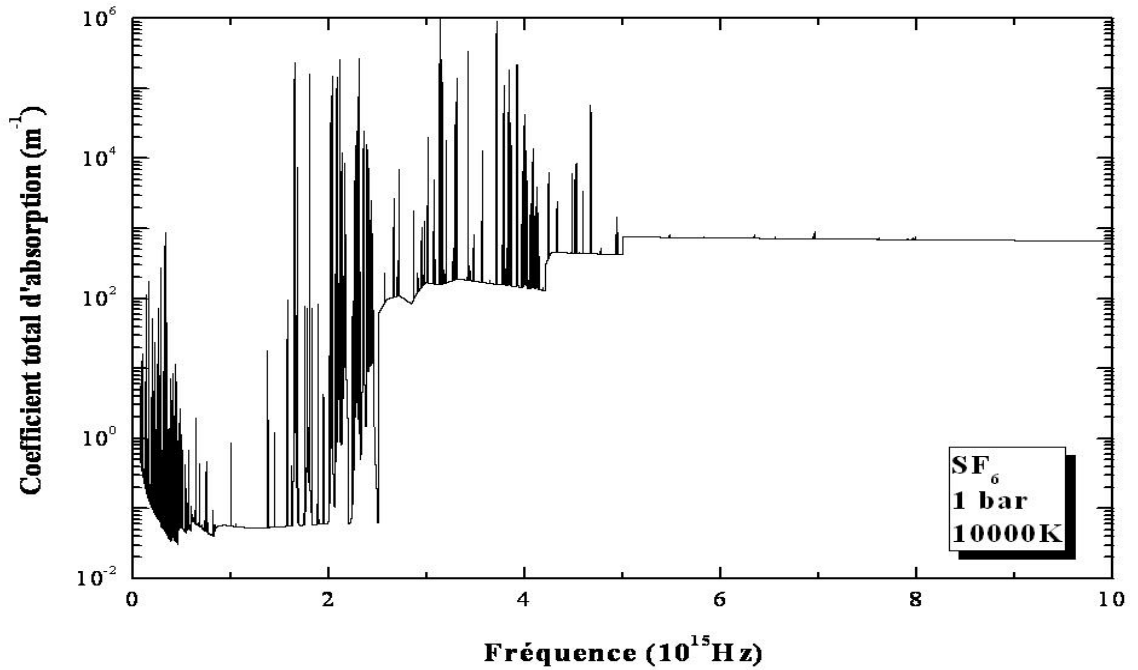


Figure I.5a : Coefficient total d'absorption du SF₆ à 10000K et la pression atmosphérique

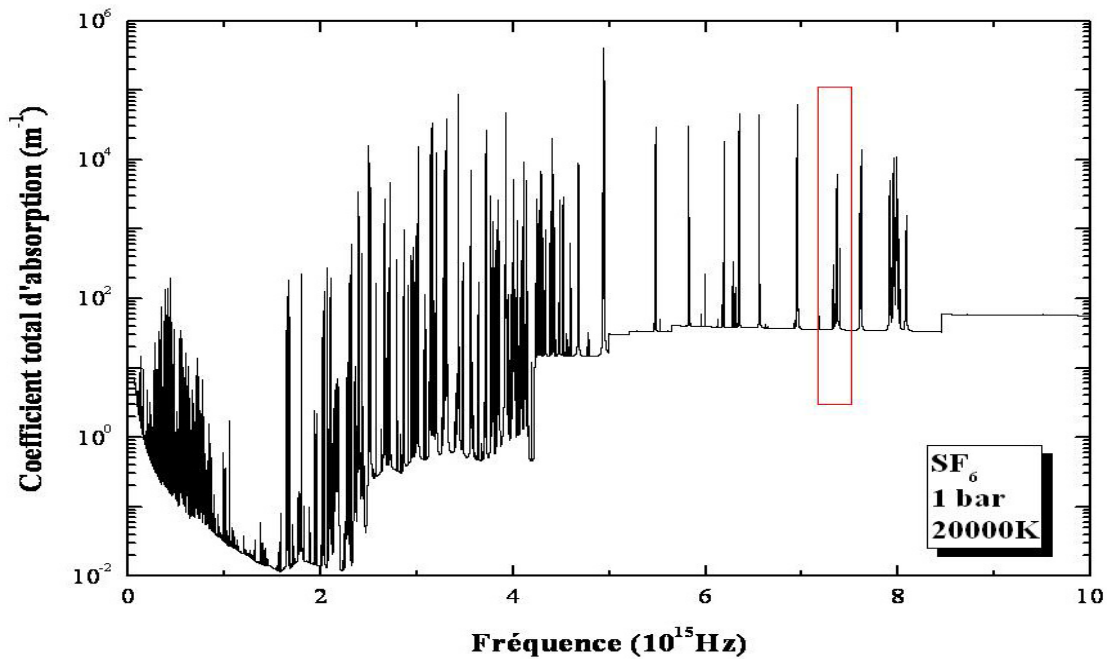


Figure I.5b : Coefficient total d'absorption du SF₆ à 20000K et la pression atmosphérique

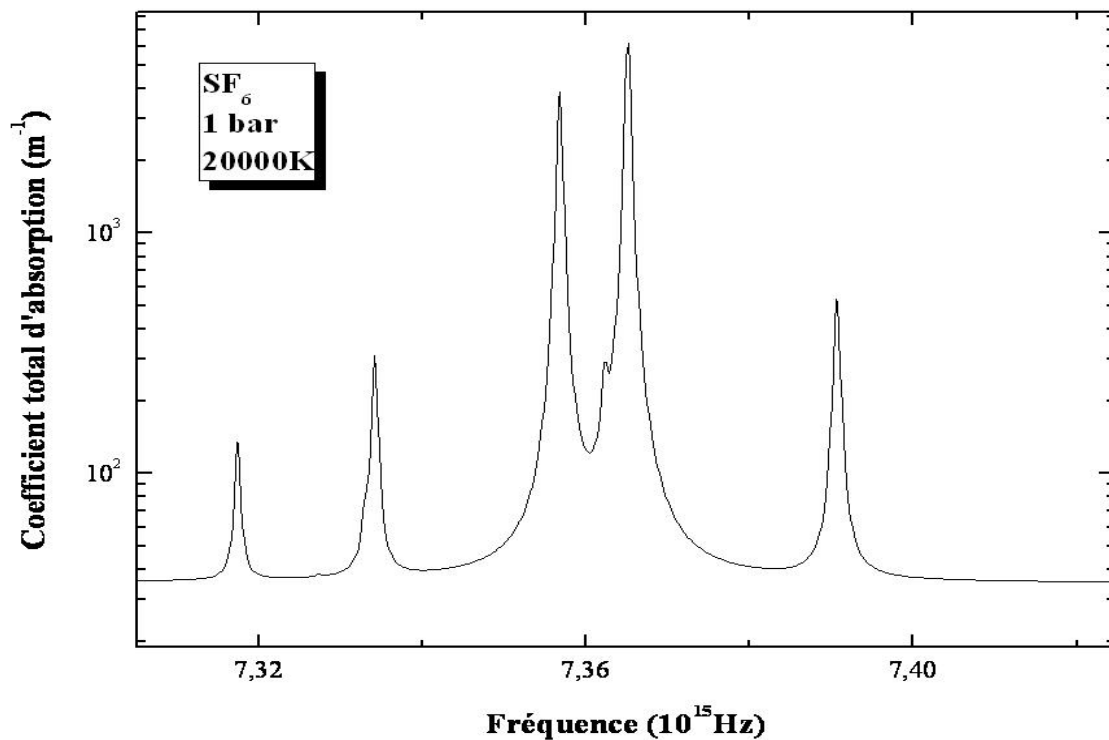


Figure 1.6 : Exemple de chevauchement de raies (zoom de la Figure 1.5b)

CONCLUSION

A travers ce chapitre, nous avons établi une banque de données qui se compose de coefficients totaux d'absorption pour des longueurs d'ondes de 30 à 4500 nm, pour des températures de 300K à 50 000K avec un pas de 100K et des pression entre 1 et 100 bar. Par rapport aux travaux antérieurs de l'équipe, l'originalité de ce travail porte ici sur la prise en compte explicite des profils de raies dans la description spectrale du coefficient d'absorption. Cela s'est traduit par une étude sur l'optimisation du découpage nécessaire pour une description satisfaisante du transfert radiatif : un découpage d'environ 300000 points assure une bonne description dans toutes les gammes de température et de pression.

Nous sommes maintenant en mesure de résoudre l'équation du transfert radiatif et d'en déduire la luminance et la divergence du flux radiatif. Dans le *chapitre II*, nous aborderons les méthodes approchées utilisées dans des modèles pour prendre en compte les pertes par rayonnement et nous discuterons également de quelques améliorations apportées suite à une étude plus précise du coefficient total d'absorption. Les résultats de ces méthodes approchées seront par la suite comparés à ceux obtenus par la résolution directe de l'ETR dans le cas d'un plasma cylindrique présentée au cours du *chapitre III*.

CHAPITRE II

DESCRIPTION APPROCHEE DU SPECTRE ET DE L'EMISSION D'UN PLASMA DE SF₆

INTRODUCTION

La résolution directe de l'équation de transfert radiatif (ETR) sous la forme (I-11) ne peut pas être effectuée dans les modèles numériques où le nombre d'itérations est élevé. La dépendance spectrale et géométrique de cette équation complexifie le problème à plusieurs dimensions. Par conséquent, on fait régulièrement appel à des méthodes approximatives basées soit sur une simplification géométrique du plasma, soit sur une simplification spectrale. Dans ce travail, nous proposons d'étudier la méthode du coefficient d'émission nette (CEN) et la description spectrale fondée sur les coefficients moyens d'absorption (CMA).

II.1 – LE COEFFICIENT D'EMISSION NETTE (CEN)

Le coefficient d'émission, exprimé en W/m³/sr, représente la puissance émise par unité de volume du plasma et par unité d'angle solide. Le coefficient d'émission nette (CEN) est une grandeur analogue qui tient compte d'une certaine auto-absorption du rayonnement (le terme angliciste «nette» indiquant un bilan entre émission et absorption) et correspond à la divergence du flux radiatif supposé isotrope et calculé dans des conditions très particulières. Pour le calcul du CEN, la dépendance spectrale du rayonnement est conservée. Toutefois, on utilise souvent le terme facteur de fuite pour simplifier le traitement des raies. Drawin [Dra-1] montre que l'introduction de ce terme diminue fortement le temps de calcul. Or, cette approche revient à traiter les raies séparément et a tendance à surestimer le rayonnement. Dans notre description fine du spectre, nous prenons en compte le chevauchement des raies et donc nous n'avons pas l'obligation d'utiliser le facteur de fuite. A la fin de cette partie, nous comparerons les résultats obtenus avec et sans l'utilisation de ce facteur de fuite.

II.1.1 – Bases de la méthode

Les travaux antérieurs effectués dans notre groupe, notamment ceux de **Raynal** et d'**Erraki** [Ray-1][Err-1] montrent que cette méthode permet d'estimer assez bien la perte par rayonnement dans les régions chaudes de l'arc. Elle est basée sur une simplification géométrique du plasma : on suppose que le plasma est isotherme et homogène, le profil réel de la température est donc assimilé à un profil rectangulaire (*Figure II.1*) :

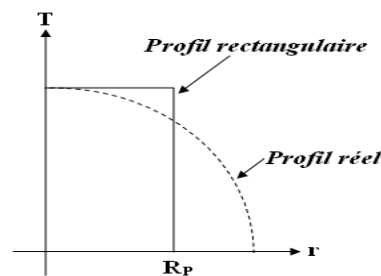


Figure II.1 : Profil de température pour le CEN

Dans cette configuration, **Lowke** [Low-2] propose une relation permettant de relier la divergence du flux radiatif avec le coefficient d'émission nette ε_N :

$$4\pi\varepsilon_N = \nabla \cdot \vec{F}_R \quad (II-1)$$

L'équation du transfert radiatif (I-11) peut se réécrire sous la forme généralisée suivante :

$$\vec{s} \cdot \nabla L_\lambda = K'_\lambda L_\lambda^0 - K'_\lambda L_\lambda \quad (II-2)$$

D'après la relation (I-7), le flux radiatif est obtenu par intégration de la luminance spectrale sur toutes les directions possibles. En intégrant la relation (II-2), nous avons :

$$\nabla \cdot \vec{F}_R = 4\pi \cdot (K'_\lambda L_\lambda^0 - K'_\lambda J_\lambda) \quad (II-3)$$

$$\text{avec} \quad J_\lambda = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} L_\lambda d\Omega \quad (II-4)$$

où J_λ est la luminance spectrale moyenne pour une longueur d'onde donnée. Au centre d'un cylindre isotherme de longueur infinie, cette luminance spectrale moyenne et le coefficient d'émission nette s'expriment de la façon suivante [Low-2]:

$$J_\lambda(T) = L_\lambda^0(T) \cdot (1 - G_\lambda[K'_\lambda(T)R_p]) \quad (II-5)$$

$$\varepsilon_N(T) = \int_0^\infty K'_\lambda(T) \cdot L_\lambda^0(T) \cdot G_\lambda[K'_\lambda(T)R_p] d\lambda \quad (II-6)$$

où $G_\lambda(K'_\lambda R)$ est une fonction qui tient compte de la géométrie du plasma définie par :

$$G(K'_\lambda R) = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sin \theta \exp\left(-\frac{K'_\lambda R}{\sin \theta}\right) d\theta \quad (II-7)$$

Liebermann et **Lowke** [Lie-1] montrent qu'on peut assimiler le cylindre à une sphère avec pour conséquences de changer les résultats du CEN de l'ordre de 10% et de gagner un temps considérable lors du calcul. Pour une sphère isotherme, $G_\lambda(K'_\lambda R)$ s'écrit simplement :

$$G_\lambda(K'_\lambda R) = \exp(-K'_\lambda(T)R) \quad (II-8)$$

$$\text{Nous obtenons finalement} \quad \varepsilon_N(T) = \int_0^\infty K'_\lambda(T) \cdot L_\lambda^0(T) \cdot \exp(-K'_\lambda(T) \cdot R_p) d\lambda \quad (II-9)$$

Grâce à la description fine du spectre établie au cours du *chapitre I*, nous pouvons calculer le CEN par intégration directe de l'expression (II-9). Cependant, dans les travaux antérieurs effectués dans notre équipe, le CEN était calculé un peu différemment [Ria-1] [Han-1] [Nag-1]. En effet, les différentes contributions du coefficient d'émission étaient calculées séparément puis sommées [Cre-1]:

$$\varepsilon_N^{tot}(T) = \sum_i \varepsilon_{N,i}^r(T) + \varepsilon_N^c(T) \quad (II-10)$$

où $\varepsilon_N^c(T)$ et $\varepsilon_{N,i}^r(T)$ sont respectivement les coefficient d'émission nette du continuum et de chaque raie i . Pour le continuum, l'émission nette s'écrit simplement :

$$\varepsilon_N^c(T) = \int_0^\infty K_c'(\lambda, T) L_\lambda^0(\lambda, T) \exp[-K_c'(\lambda, T) R_p] d\lambda \quad (II-11)$$

Pour les raies, un facteur de fuite avait été introduit et fait l'objet du paragraphe suivant.

II.1.2 – Le Facteur de fuite

Rappelons que pour une raie, le coefficient d'absorption pour une longueur d'onde λ est proportionnel à la densité des atomes du niveau bas de la transition \bar{n}_b , à la section efficace d'absorption σ_{hb} à λ_0 et à la valeur du profil de la raie $P(\lambda)$ à cette longueur d'onde. Nous pouvons donc écrire pour un plasma isotherme:

$$K_i'(\lambda) = \bar{n}_b \cdot \sigma_{hb} \cdot P(\lambda) \quad (II-12)$$

avec

$$\sigma_{hb} = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f_{bh} \text{ et } \int_0^\infty P(\lambda) d\lambda = 1 \quad (II-13)$$

relation $A_{hb} = \left[(8\nu^2 \pi^2 e^2 g_b) / (m_e c^3 g_h) \right] \cdot f_{bh}$, g_b et g_h étant la dégénérescence des deux niveaux d'énergie de la transition.

Le facteur de fuite détermine l'absorption d'une raie dans le plasma. Il représente, pour une raie, le rapport entre le flux sortant dans les conditions réelles et le flux qui sortirait s'il n'y avait pas d'absorption. Sa valeur est comprise entre 0 et 1 : égale à 0 si la raie est totalement absorbée dans le volume (cas asymptotique pour les grands volumes) et 1 si elle ne subit aucune atténuation. Dans un plasma isotherme, son expression est donnée par **Drawin** [Dra-1] :

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P(\lambda) \exp(-\bar{n}_b \cdot P(\lambda) \cdot \sigma_{hb} \cdot R_p) d\lambda \quad (II-14)$$

où \bar{n}_b est la densité des atomes du niveau bas de la transition, σ_{hb} la section efficace d'absorption du photon émis. La forme mathématique du facteur de fuite (II-14) est similaire à la relation (II-9) appliquée à une raie en supposant que la valeur de la fonction de Planck est constante pour la raie. Dans la littérature, le facteur de fuite est souvent exprimé en fonction de l'épaisseur optique τ . Ce dernier représente l'atténuation du rayonnement par unité de longueur :

$$d\tau_\lambda = K'_\lambda(x)dx \quad (II-15)$$

Pour une raie, cette épaisseur optique est fonction de la densité moyenne du niveau bas de la transition \bar{n}_b , de la section efficace d'absorption photonique $\sigma_{hb}(\lambda)$ et de l'épaisseur du plasma L . Nous avons donc :

$$\tau_\lambda = \bar{n}_b \cdot \sigma_{hb} P(\lambda) \cdot L \quad (II-16)$$

L'épaisseur optique calculée au centre λ_0 de la raie pour un plasma isotherme s'exprime de la forme suivante [Cre-1]:

$$\tau_0 = \tau_{\lambda_0} = K'_{\lambda_0}(T) \cdot R_p = \sigma_{hb} R_p P(\lambda_0) \quad (II-17)$$

Le facteur de fuite s'écrit finalement [Cre-1] :

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P(\lambda) \exp\left(-\frac{\tau_0 P(\lambda)}{P(\lambda_0)}\right) d\lambda \quad (II-18)$$

où $P(\lambda)$ et $P(\lambda_0)$ sont les valeurs respectives du profil total de la raie à la longueur d'onde λ et au centre, τ_0 étant l'épaisseur optique au centre de la raie.

D'après l'équation (II-18), le facteur de fuite dépend seulement de l'épaisseur optique au centre de la raie, on peut donc le calculer préalablement. Des valeurs tabulées de ce facteur de fuite ont été proposées pour la première fois par **Drawin** [Dra-1]. De nombreuses études effectuées au sein de notre groupe [Rah-1][Lia-1][Cre-1] montrent qu'il y a quelques petites erreurs sur ces valeurs. Dans ce travail, les facteurs de fuite que nous avons utilisés pour la comparaison sont issus des travaux de **Cressault** [Cre-1].

La contribution de chaque raie au CEN est alors donnée par :

$$\varepsilon'_{N,i}(T) = \varepsilon_r \exp(-K'_c(T) \cdot R_r) \Lambda_r \quad (II-19)$$

Dans la relation (II-19), K'_c est le coefficient d'absorption du continuum adjacent à la raie i , il est supposé constant pour une raie. Ce terme correspond à la prise en compte du comportement de la fonction exponentielle dans la relation (II-9), rappelons que les raies se superposent au fond continu. ε_i représente le coefficient d'émission total de la raie.

Le facteur de fuite simplifie le calcul de l'émission nette tout en diminuant fortement le temps de calcul. Mais, cette approche revient à traiter les raies séparément en négligeant leur chevauchement. Dans la description fine du spectre, nous traitons correctement ce phénomène. Dans la partie suivante, nous comparerons les résultats obtenus avec et sans l'utilisation du facteur de fuite.

II.1.3 – Résultats et discussions

II.1.3.1 – *Influence du facteur de fuite sur le CEN total*

Les courbes suivantes tracées sur les figures II 2(a et b) comparent les évolutions du CEN en fonction de la température, pour quelques rayons du plasma et pour deux pressions différentes : la première est obtenue par intégration directe de la relation (II-9) à travers le coefficient total d'absorption et la deuxième par sommation de l'émission nette du continuum et celles des raies en traitant les raies indépendamment par l'introduction du facteur de fuite (II-18). Ces courbes montrent bien une surestimation du rayonnement via le facteur de fuite.

Pour les deux pressions, environ 90% du rayonnement sont absorbés dans le premier millimètre du plasma ; cette propriété est bien connue pour les plasmas thermiques. Pour $R_p=0$, nos calculs sont équivalents au calcul de l'émissivité et les deux courbes sont quasiment confondues (cette équivalence théorique sert d'ailleurs de test numérique pour l'intégration du coefficient d'émission). On observe toutefois une légère différence de moins de 1% comme on l'a vu dans le chapitre précédent à cause des limites numériques imposées pour l'intégration des profils des raies. Pour les rayons 1mm et 1cm, les deux courbes se superposent à basse température et commencent à s'éloigner quand la température monte. Le fait que le calcul exact (intégration sur 300000 points) donne un résultat inférieur à celui fondé sur le facteur de fuite montre bien que l'hypothèse de non chevauchement des raies tend à surestimer le rayonnement net. On constate également que la différence augmente avec la pression. La différence relative entre ces deux valeurs à partir de 10000K est représentée sur la Figure II.3

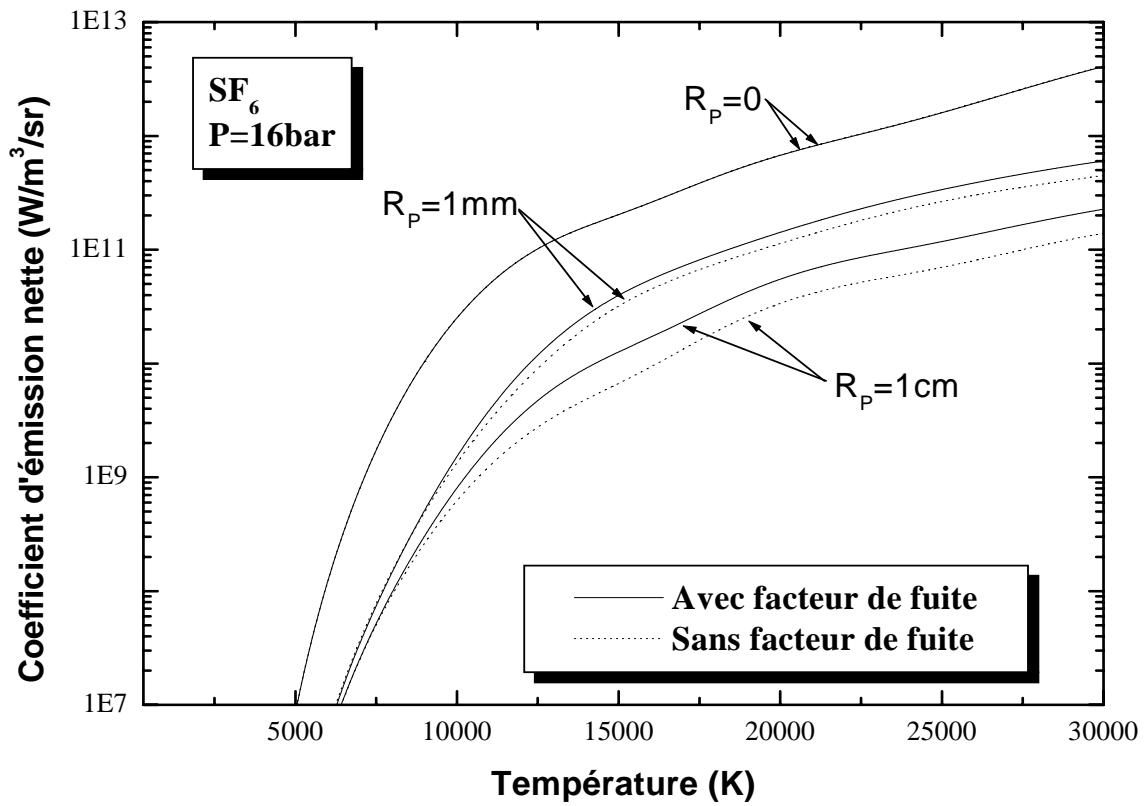
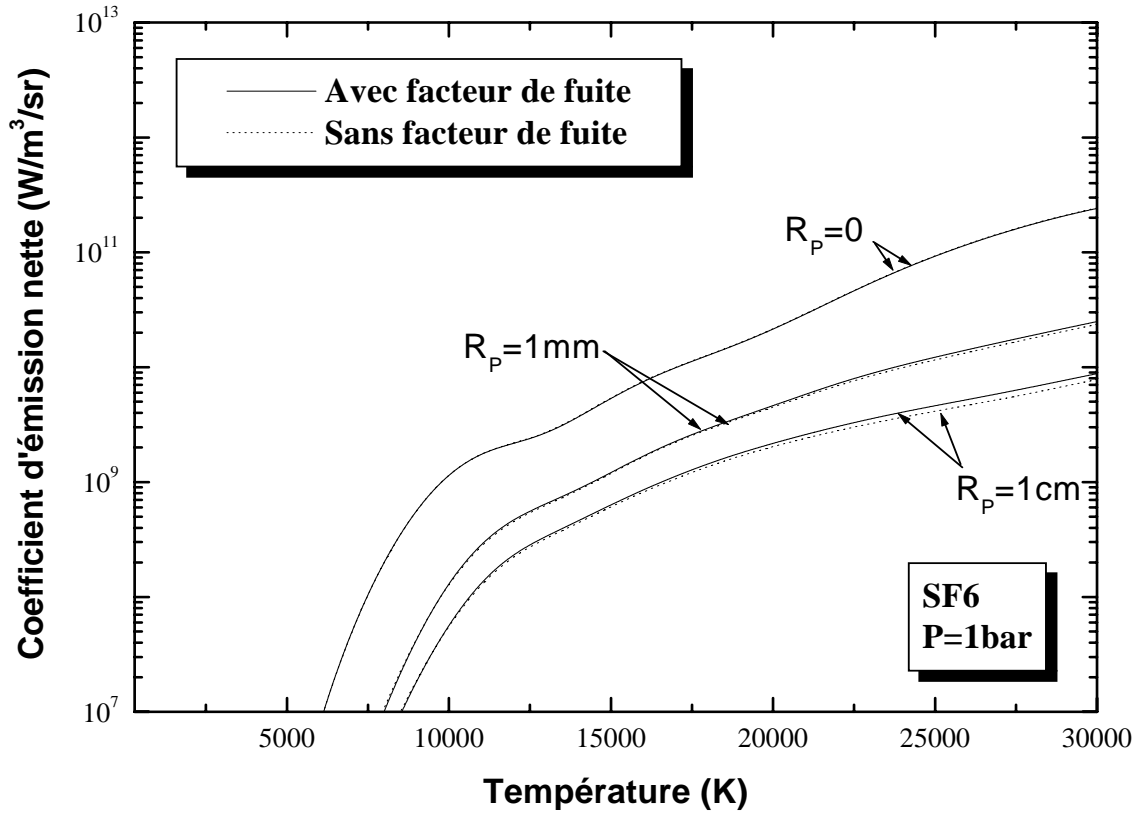


Figure II.2 (a et b) : Comparaison des valeurs du CEN pour un plasma de SF₆ et pour 2 pressions : a) 1 bar ; b) 16 bar

La *Figure II.3* montre la forte augmentation de cette différence relative avec la pression. En effet les raies sont beaucoup plus élargies à haute pression (effets Stark, résonance et Van Der Waals), le chevauchement devient donc important ; elle augmente également avec le rayon du plasma. Elle est inférieure à 15% à pression atmosphérique tandis qu'à 16 bars et $T = 15000\text{K}$, la valeur du CEN est presque doublée en utilisant le facteur de fuite pour un rayon de 1cm. Cet écart est dû aux raies mais surtout à la présence de multiplets dans le spectre du SF₆. Lors de ses études sur le SF₆ et l'air, **Aubrecht** [Aub-2] avait également mis en évidence ce phénomène.

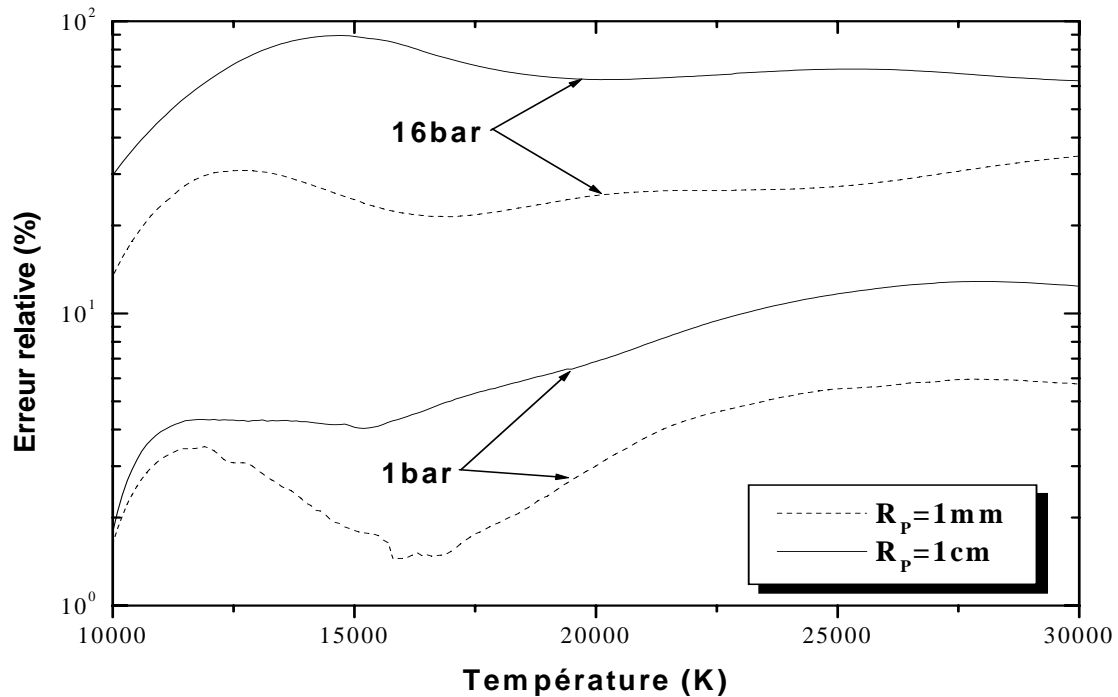


Figure II.3 : Erreur relative entre les valeurs du CEN pour un plasma de SF₆

II.1.3.2 – Cas de l'argon

Afin d'avoir une vision plus large de l'influence de la prise en compte du chevauchement des raies dans les plasmas thermiques, nous avons réalisé la même étude pour un plasma d'argon. Nous comparons sur la *figure II.4* les deux coefficients d'émission nette obtenus à la pression atmosphérique pour ce gaz. Notons tout d'abord que pour des températures comprises entre 10000K et 13000K , on constate que les valeurs du CEN calculées avec la description fine sont supérieures à celles calculées via le facteur de fuite. Cette différence très marginale résulte du traitement numérique du continuum pour lequel le calcul avec le facteur de fuite détermine l'émission correspondante avec peu de points (340 points en longueur d'onde au total) et par conséquent via des interpolations entre ces points contrairement au calcul réalisé avec la description fine du spectre. Or, pour ces températures et pour des rayons du plasma différents de zéro, les raies intenses, qui sont principalement des raies de résonance de l'ArI, sont fortement absorbées dans le plasma. Le continuum joue donc un rôle déterminant sur l'émission nette.

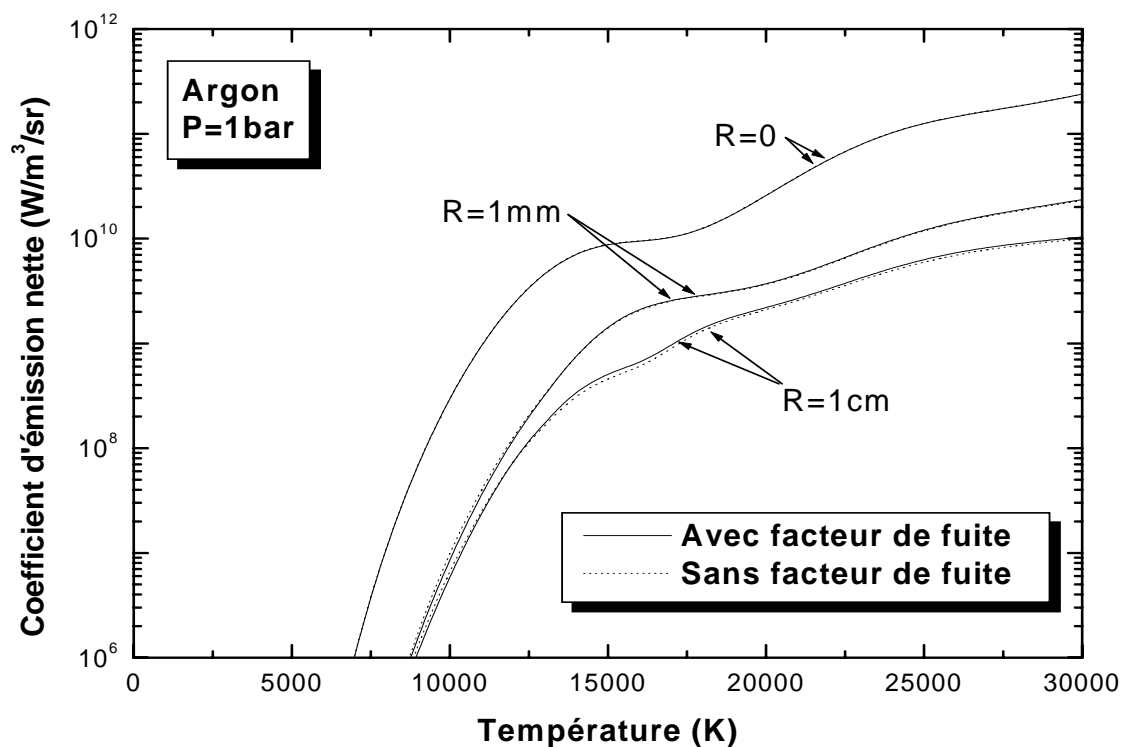


Figure II.4 : Comparaison des valeurs du CEN pour un plasma d'argon à 1bar

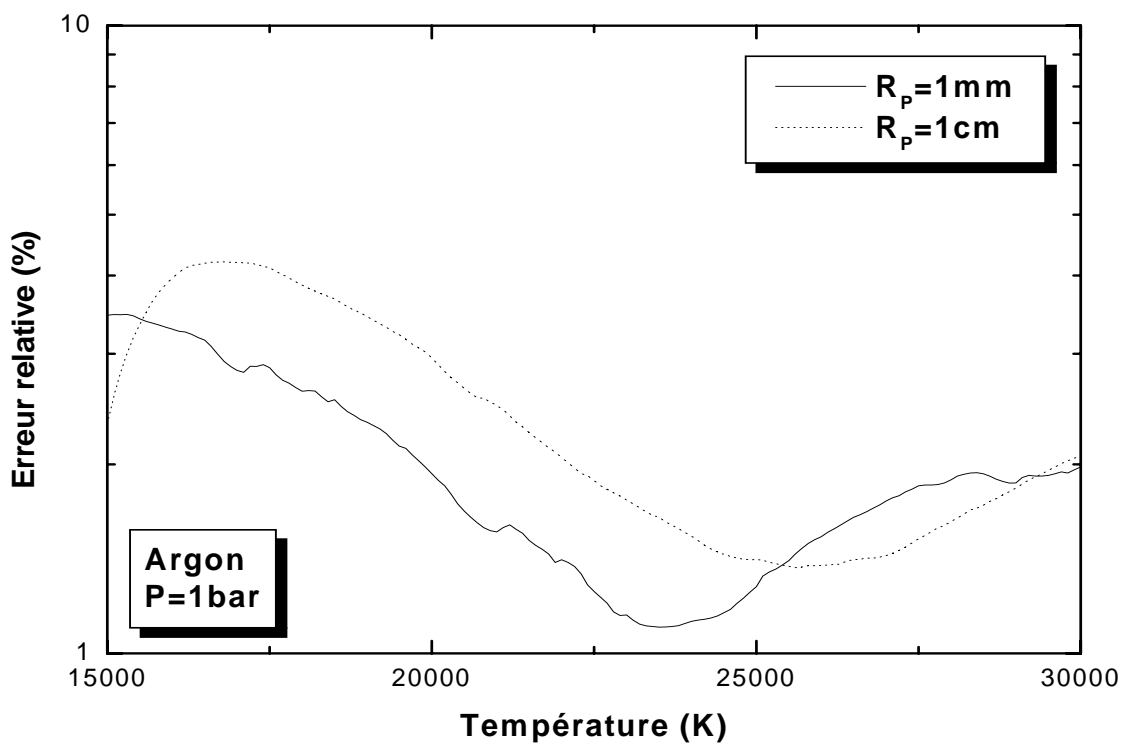


Figure II.5 : Erreur relative entre les valeurs du CEN pour un plasma d'argon

Le résultat le plus important reste toutefois la faible différence entre les résultats des deux méthodes de calcul du CEN pour l'argon. Ainsi nous avons représenté sur la *figure II.5* l'écart relatif entre les deux coefficients d'émission nette pour des températures supérieures à

15000K. L'écart maximum est de l'ordre de 3% pour les deux rayons alors que nous pouvions obtenir près de 10% dans le cas du SF₆ à la pression atmosphérique. Ce faible effet du chevauchement des raies pour l'argon est dû au faible nombre de multiplets intenses dont les composantes sont superposées, contrairement au cas des espèces soufre et fluor pour le SF₆.

II.1.3.3 – Influence du facteur de fuite sur un multiplet

Pour analyser plus finement le rôle du chevauchement des raies sur le calcul du CEN, nous avons d'abord étudié le cas de la raie du soufre neutre SI du chapitre précédent et centrée à la longueur d'onde $\lambda_0 = 130,343nm$. Les calculs suivants relatifs à cette raie ont été effectués à 16 bars et 15000K où la différence globale entre les valeurs du CEN est assez importante. Les émissions nettes de cette raie calculées en utilisant le facteur de fuite et par intégration point par point sont données dans le *tableau II.1*:

$\lambda_0 = 130,343nm$	R_P=0	R_P=1mm	R_P=1cm
Avec facteur de fuite	1,191E+09	3.816E+08	1.067E+08
Point par point	1.188E+09	3.686E+08	1.044E+08

Tableau II.1 : CEN de la raie $\lambda_0 = 130,343nm$ (16bar-15000K)

Le *tableau (II-1)* montre que si une raie est isolée, l'approximation du facteur de fuite est suffisante. On remarque toutefois une différence dès $R_P=0$. Cette différence est inférieure à 1% comme nous avons pu le voir dans le *chapitre I*. Pour les autres rayons du plasma, l'hypothèse du facteur de fuite reste acceptable, les différences entre les deux séries de valeurs (« facteur de fuite » et « point par point » respectivement) étant alors imputables aux différentes largeurs de l'intervalle spectral total sur lequel la raie est intégrée. Ces erreurs sont de l'ordre de quelques pourcents et sont très inférieures à l'effet du chevauchement global sur le CEN, qui dans les conditions de l'étude (16 bars, 15000K) est compris entre à 25 et 80% suivant la taille du plasma (cf. *figure II.3*).

Avec l'hypothèse du facteur de fuite, si plusieurs raies se trouvent dans le proche voisinage d'une longueur d'onde λ_0 (ce qui est le cas des multiplets), l'émission nette de ce multiplet est donnée par la somme de l'émission nette de chacune des raies constituant le multiplet. Ainsi, pour deux raies identiques centrées sur la longueur d'onde λ_0 , le coefficient d'absorption des raies est doublé, ce qui n'est pas le cas du CEN à cause du terme en exponentielle dans la relation (II-9). Ce cas est illustré par le *tableau II.2* à travers la

simulation d'un multiplet fictif qui serait centré à la longueur d'onde $\lambda_0 = 130,343nm$. Dans la première colonne du tableau, nous définissons le nombre de raies constituant le multiplet : 1 à 4 raies. Dans la deuxième colonne, nous appelons *émissivité*, la quantité d'énergie émise par le multiplet s'il n'y avait pas d'absorption (cas $R_p=0$). De façon évidente l'erreur faite en utilisant les facteurs de fuite croît avec l'augmentation du nombre de raies dans le multiplet fictif pour $R_p=0$.

Nombre de raies	Emissivité $R_p=0$	$R_p = 1mm$		$R_p = 1cm$	
		Avec Λ_r	Sans Λ_r	Avec Λ_r	Sans Λ_r
1 raie	1.188E+09	3.816E+08	3.686E+08	1.067E+08	1.044E+08
2 raies	2.377E+09	7.632E+08	4.916E+08	2.134E+08	1.450E+08
3 raies	3.565E+09	1.148E+09	5.912E+08	3.201E+08	1.754E+08
4 raies	4.753E+09	1.526E+09	6.763E+08	4.268E+08	2.005E+08

Tableau II.2: Simulation d'un multiplet à la longueur d'onde $\lambda_0 = 130,343nm$ (16bar-15000K)

Pour mieux quantifier le rôle du chevauchement des raies, nous avons également fait la comparaison entre le calcul exact et le calcul avec facteur de fuite, de l'émission nette de deux raies identiques qui sont adjacentes, en variant la distance entre les positions maximales des deux raies. Cette distance est donnée en fonction de la largeur à mi-hauteur. La distance nulle veut dire que les deux raies sont confondues. Les résultats sont montrés dans le tableau suivant (Tableau II.3). Dans la première colonne du tableau, nous avons indiqué la distance séparant les centres des raies. Les distances sont définies à partir de la largeur totale à mi-hauteur, entre zéro et 100 fois la largeur à mi-hauteur. On constate que quand les deux raies s'éloignent entre elles, l'émission nette totale des deux raies augmente, ce qui est normal car plus les deux raies s'éloignent, moins le chevauchement a de l'effet. Si les raies sont suffisamment éloignées de telle sorte qu'il n'y a plus de chevauchement, l'émission nette totale est obtenue par la somme directe des émissions nettes des deux raies calculées séparément. On constate également que la valeur de l'émissivité calculée sans absorption (seconde colonne du Tableau II.3) n'est pas exactement la même selon la distance. Cela est dû au fait que nous avons considéré comme identiques les profils de raies sous forme du coefficient d'absorption : l'émission totale qui est déduite du coefficient d'absorption et de la loi de Kirchhoff varie légèrement avec la longueur d'onde quand les raies s'éloignent de la position centrale.

<i>Distance</i>	<i>Emissivité (R_p=0)</i>	R_p =1mm	R_p =1cm
<i>Référence</i>	2.376E+09	7.372E+08	2.088E+08
0	2.377E+09	4.916E+08	1.450E+08
1 fois	2.381E+09	4.881E+08	1.440E+08
10 fois	2.415E+09	7.265E+08	1.679E+08
100 fois	2.780E+09	8.210E+08	2.336E+08

Tableau II.3: Coefficient partiel d'émission nette pour deux raies identiques calculé par le facteur de fuite et par l'intégration directe.

II.2 – LE COEFFICIENT MOYEN D'ABSORPTION : (CMA)

Nous verrons dans le *chapitre IV* que la méthode du coefficient d'émission nette ne permet pas de décrire l'absorption du rayonnement dans les zones "tièdes" et froides de l'arc. Or, dans certains cas, la connaissance de la puissance émise n'est plus suffisante, on s'intéresse également au phénomène d'absorption près des bords ou dans le gaz environnant. On peut alors utiliser le coefficient moyen d'absorption. Contrairement à la méthode du CEN, le coefficient moyen d'absorption, exprimé en m^{-1} , ne permet pas de résoudre directement l'ETR, mais de simplifier sa résolution en simplifiant la description spectrale du rayonnement.

II.2.1 – Bases de la méthode

Dans cette méthode, on suppose que le coefficient spectral d'absorption ne varie pas en fonction de la longueur d'onde sur un intervalle donné, pour une température et une pression fixées (corps gris par intervalles spectraux). On cherche alors à calculer le coefficient moyen d'absorption correspondant à cet intervalle. Dans ce travail, nous avons repris les 7 intervalles suivants (appelés aussi bandes), définis préalablement dans l'équipe, pour des mélanges SF₆-C₂F₄:

Bandes	Longueur d'onde (nm)	Fréquence (10¹⁵Hz)
Bande 1	30.00< λ <71.163	9.993> ν >4.212
Bande 2	71.163< λ <109.94	4.212> ν >2.727
Bande 3	109.94< λ <119.65	2.727> ν >2.505
Bande 4	119.65< λ <144.55	2.505> ν >2.074
Bande 5	144.55< λ <364.707	2.074> ν >0.822
Bande 6	364.707< λ <1498.962	0.822> ν >0.200
Bande 7	1498.962< λ <4500.00	0.200> ν >0.066

Tableau II.4: Bandes spectrales pour le SF₆

La Figure II.6 montre graphiquement ces bandes qui sont délimitées par les traits discrets verticaux. Ces bandes ont été définies à partir de l'évolution du coefficient d'absorption du continuum. Les bandes 1, 2 et 3 caractérisent la forte absorption des photons dans les hautes énergies. Elles sont marquées par les brusques "sauts" correspondant à l'ionisation des espèces. Par exemple, la limite de la bande 1 correspond à la fréquence d'ionisation du fluor $\nu=4,212 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$. Pour la bande 3, $\nu=2,505 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ correspond à la première ionisation du soufre. Remarquons que ces bandes ont été définies pour les travaux effectués dans notre équipe sur les mélanges SF₆-C₂F₄. Par conséquent, on peut apercevoir la limite correspondant à l'énergie d'ionisation du carbone à l'état fondamental: $\nu=2,727 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$. Les bandes 4 et 5 ont été définies pour bien déterminer le CMA avec la forte variation du coefficient d'absorption continu à basse température et enfin les bandes 6 et 7 correspondent à une faible énergie des photons (visible et infra-rouge).

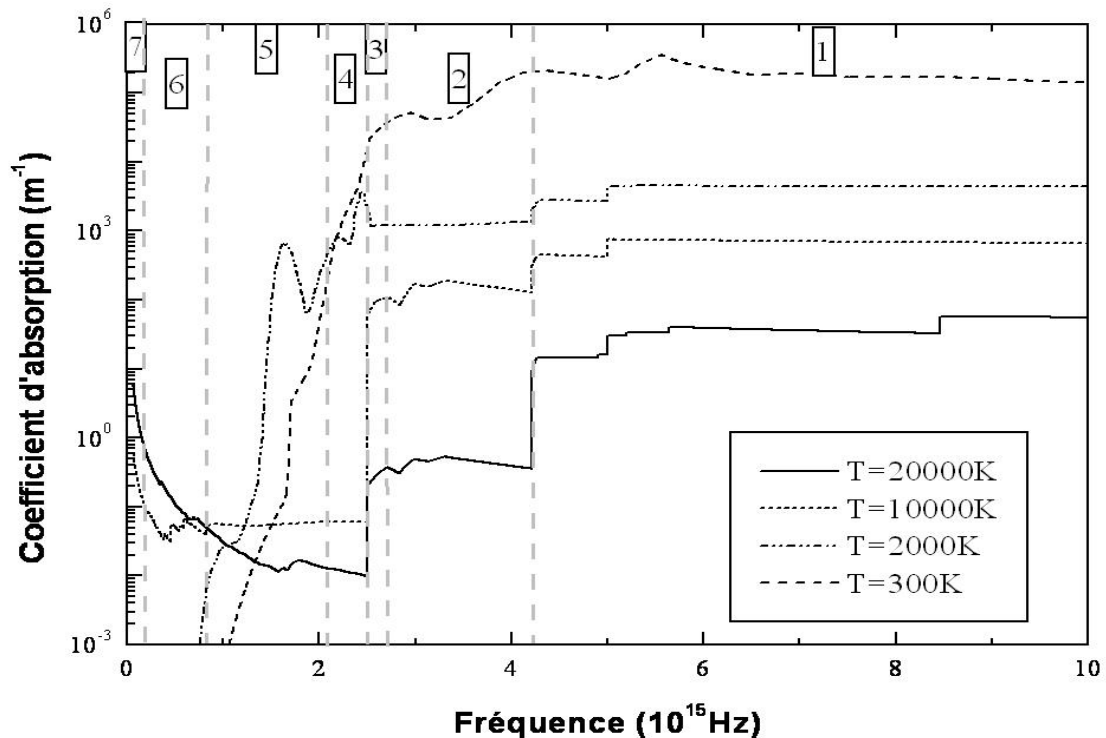


Figure II.6 : Evolution du coefficient d'absorption continu suivant la température, montrant les limites des bandes

II.2.2 – Détermination des CMA

Pour déterminer le coefficient moyen d'absorption correspondant à chaque bande, nous avons testé trois définitions différentes de la moyenne : la moyenne de Planck (avec une moyenne stricte et une moyenne atténuée pour les raies), la moyenne de Rosseland et la moyenne naturelle. Notons que ces trois moyennes donnent le même résultat quand le coefficient d'absorption est constant sur l'intervalle.

II.2.2.1 – Moyenne stricte de Planck

C'est une moyenne en émissivité, le coefficient moyen d'absorption est alors pondéré par la fonction de Planck. Elle s'exprime sous la forme suivante [Mod-1] :

$$\langle K_i'(T) \rangle = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_{\lambda}^0(T) K_{\lambda}'(T) d\lambda}{w_{i,i+1}} \quad \text{avec} \quad w_{i,i+1} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_{\lambda}^0(T) d\lambda \quad (II-20)$$

où $w_{i,i+1}$ est la fonction poids du corps noir dans l'intervalle défini par λ_i et λ_{i+1} .

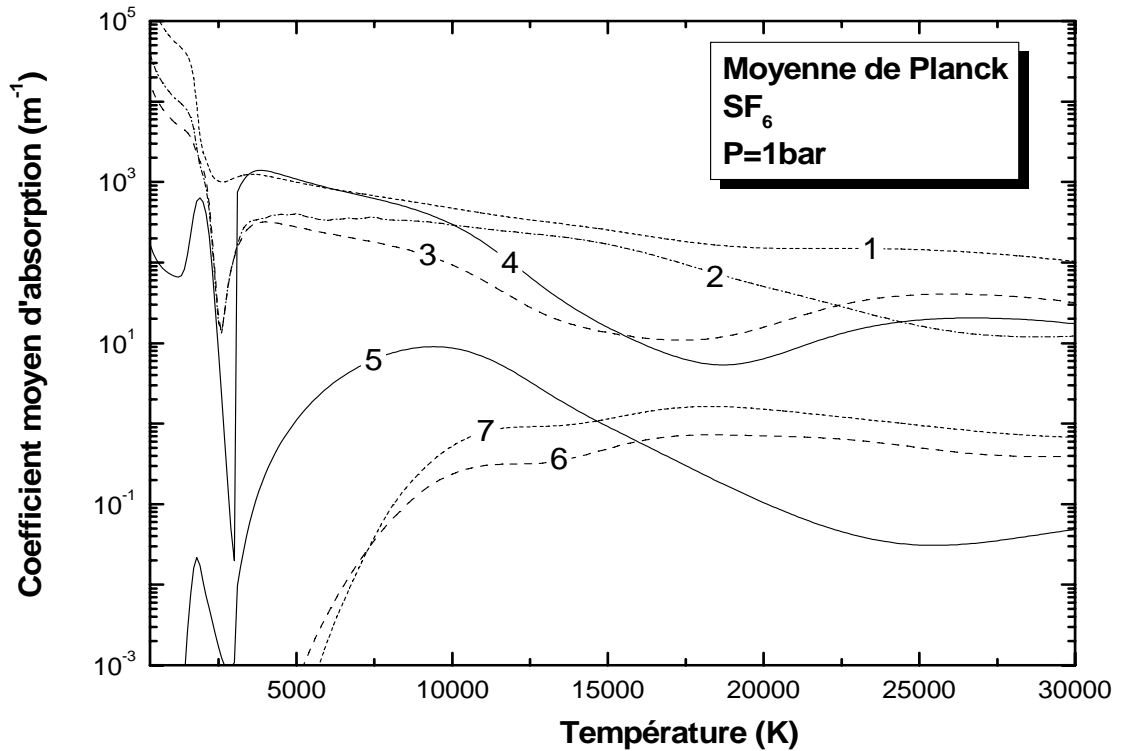


Figure II.7: CMA par la moyenne de Planck

La Figure II.7 montre les variations du CMA calculé par la moyenne de Planck en fonction de la température pour les 7 bandes. L'analyse de ces courbes fait ressortir les points suivants :

- i) Il est bien connu dans la littérature [Mod-1] que cette moyenne s'avère une bonne approximation pour les faibles épaisseurs optiques. Il est aisé de constater que ce n'est pas le cas en général sur la Figure II.7. Seules les bandes 6 et 7 correspondent au domaine de validité de la moyenne stricte de Planck.
- ii) Les bandes 1 à 4 présentent presque partout des valeurs élevées. A haute température ce sont le continuum atomique (recombinaison radiative essentiellement) et les raies de résonance du fluor neutre et des ions atomiques qui sont responsables des fortes valeurs. A basse température, c'est le continuum

moléculaire (photodissociation et photoionisation) qui conduit aux valeurs très importantes.

- iii) La bande 5 présente un maximum assez prononcé vers 10000K, à cause de la présence de quelques raies de résonance de SI (soufre neutre).
- iv) On observe pour les bandes 1 à 5 un minimum plus ou moins prononcé à 3000K. Il correspond à la transition entre l'influence des molécules à basse température (à 3000K une large majorité de molécules est dissociée) et celle des atomes à haute température. Notons cependant que pour la bande 4 ce minimum est probablement exagéré et provient d'un compromis que nous avons dû prendre entre une extrapolation vers les basses températures du facteur de Biberman-Schlüter (caractéristique de la recombinaison radiative pour les espèces S⁺ et F⁺) et l'approximation hydrogénoïde, les deux approches n'étant pas satisfaisantes à basse température.

II.2.2.2 – Moyenne de Planck avec atténuation des raies

Comme nous l'avons dit plus tôt de façon générale à propos de milieux à fort coefficient d'absorption, il est bien connu que pour les plasmas thermiques, la présence des raies dans le spectre tend à invalider l'utilisation de la moyenne de Planck pour calculer correctement le transfert radiatif. Dans des travaux antérieurs de notre équipe, (voir [Cre-2] par exemple) il a été suggéré de prendre en compte l'absorption de ces raies en faisant intervenir le facteur de fuite calculé en milieu isotherme. Le CMA dépendra donc de la dimension du plasma via le paramètre R_p , comme nous l'avons fait pour le coefficient d'émission nette. L'avantage de cette approche est que la divergence du flux radiatif calculée en utilisant la moyenne de Planck modifiée a une valeur très proche de celle du CEN. Dans les modèles, cela permet d'utiliser dans un premier temps le CEN pour déterminer le champ de température puis d'effectuer le calcul du transfert radiatif avec le CMA.

Si l'on veut calculer la moyenne de Planck avec atténuation des raies sans faire intervenir les facteurs de fuite, c'est-à-dire en utilisant la description très fine du spectre (300 000 points environ) on peut définir sur un intervalle $[v_i-v_{i+1}]$ (on peut indifféremment utiliser un intervalle défini en terme de fréquence ou en terme de longueur d'onde) et pour chaque valeur de la température T, le coefficient moyen d'absorption $\langle K_i \rangle$ par :

$$(\varepsilon_N)_i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} K'_v L_v^0 \exp(-K'_v R_p) dv = \langle K_i \rangle w_{i,i+1} \exp[-\langle K_i \rangle R_p] \quad (II-21)$$

où $w_{i,i+1}$ est l'intégration de la luminance du corps noir L_v^0 sur l'intervalle de fréquence considérée. Le coefficient total d'émission nette est alors donné par :

$$\varepsilon_N = \sum_i \langle K_i(T) \rangle w_{i,i+1} \exp[-\langle K_i(T) \rangle R_p] \quad (II-22)$$

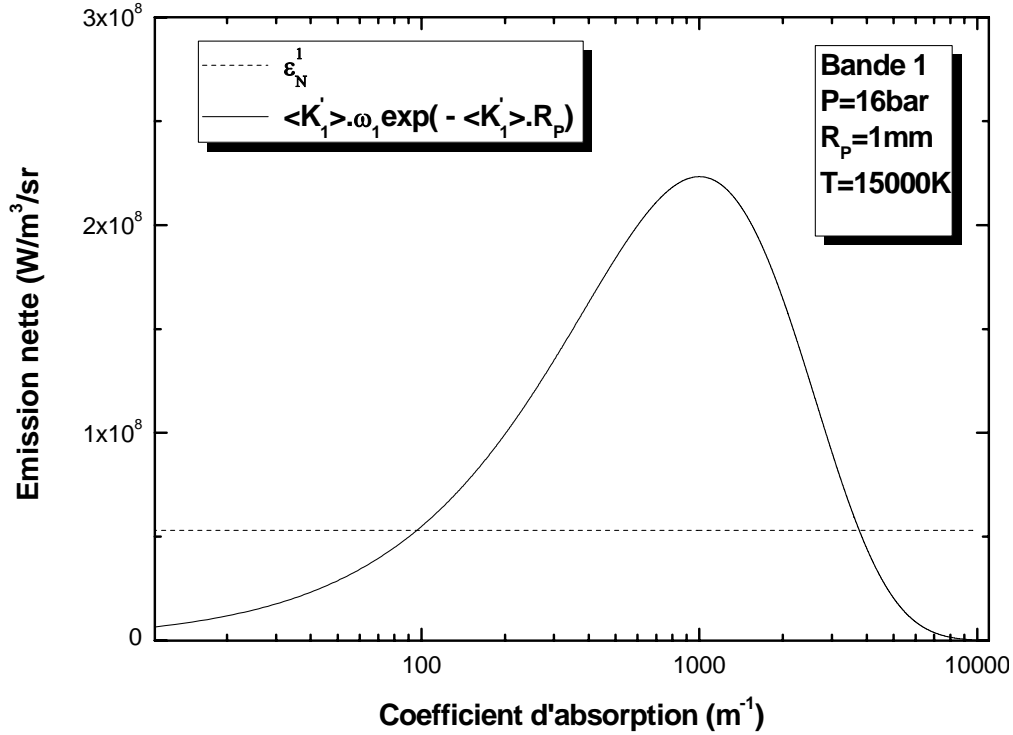


Figure II.8 : Evolution de l'émission nette de la bande 1 en fonction du coefficient moyen d'absorption

Connaissant les variations spectrales du coefficient d'absorption on peut calculer pour toute valeur de T et de R_p , l'intégrale de l'équation (II-21) et en déduire la valeur de $\langle K_i \rangle$. En réalité, la résolution de cette équation nous amène à deux solutions qui sont illustrées par la figure II.8 pour la bande 1 (mais la démonstration est la même pour toutes les bandes et dans toutes les conditions de température et de R_p). Cette figure II.8 représente l'évolution du coefficient $(\varepsilon_N)_i$ en fonction de $\langle K_i \rangle$ d'après la relation (II-21), qui est une fonction qui tend vers 0 lorsque $\langle K_i \rangle$ tend vers 0 ou vers l'infini et qui présente un maximum pour la valeur $K_i'(T) \gg \frac{1}{R_p}$, sauf pour $R_p = 0$ où la solution est triviale. Pour une valeur fixée de $(\varepsilon_N)_i$, donnée en fait par un calcul préalable du coefficient d'émission partiel, et représentée sur la figure par le trait horizontal en tirets, il y a donc deux solutions.

La Figure II.9 montre ces deux solutions pour la bande 1, pour le rayon 1mm et à la pression de 16 bar. Nous avons deux critères pour déterminer la valeur du CMA à partir de ces deux solutions : d'une part, le coefficient moyen d'absorption est maximal pour $R_p=0$ et diminue quand le rayon augmente et d'autre part sa valeur minimale pour un rayon R_p correspond à celle du continuum (sans la contribution des raies). Parfois ces contraintes ne sont pas suffisantes pour déterminer une solution unique parmi les deux possibles. Le CMA obtenu en adoptant l'hypothèse du facteur de fuite nous guide sur le choix. Toutefois, dans certains cas nous devons procéder par interpolation pour garder la continuité du CMA en fonction de la température. En dessous de 20000K, la différence entre les deux valeurs de

CMA est relativement petite. Pour ces températures, la bande 1 est dominée par le continuum, la contribution des raies est petite. Au-delà de cette température, les raies prennent davantage d'importance et on commence à apercevoir la différence entre le calcul ancien du CMA en utilisant le facteur de fuite et notre nouveau calcul fondé sur la relation (II-21).

Figure II.9: Les deux solutions pour la bande 1 à 16 bar et pour $R_p=1mm$

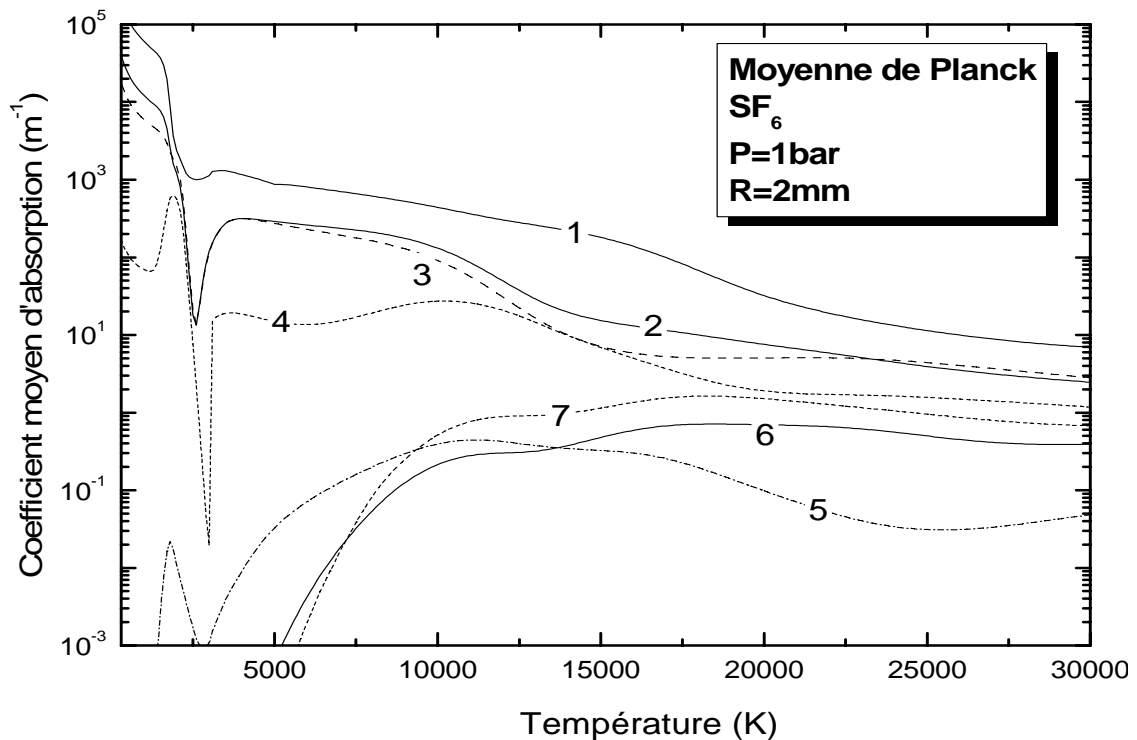


Figure II.10: CMA par la moyenne de Planck corrigée, à 1 bar pour $R_p=2mm$

A la pression atmosphérique, le CMA par la moyenne de Planck corrigée suivant la relation (II-21) pour les 7 bandes pour un rayon de 2mm, est décrit dans la *Figure II.10*.

II.2.2.3 – Moyenne de Rosseland

La moyenne de Rosseland est plus adaptée pour les valeurs élevées du coefficient d'absorption [Sam-1]. Elle présente deux avantages dans notre cas : elle permet de traiter aisément les raies intenses et ne fait pas intervenir le rayon du plasma. En effet, contrairement à la moyenne de Planck, c'est une moyenne en $1/K'_\lambda$, ce qui permet d'atténuer considérablement l'influence des pics élevés correspondant aux raies. Pour un intervalle défini par λ_i et λ_{i+1} , elle s'exprime sous la forme suivante [Mod-1]:

$$\frac{1}{\tilde{K}'_i} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \frac{1}{K'_\lambda} \frac{dL_\lambda^0}{dT} d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \frac{dL_\lambda^0}{dT} d\lambda} \quad (II-23)$$

L'évolution du CMA calculé par la moyenne de Rosseland est donnée dans la *Figure II.11*. Une différence assez remarquable est observée par rapport à la moyenne de Planck pour la bande 4. Elle sera étudiée dans le paragraphe II.2.3. Par la suite, dans cette thèse, la moyenne de Planck que nous utiliserons sera toujours celle tenant compte de l'atténuation des raies (II-21).

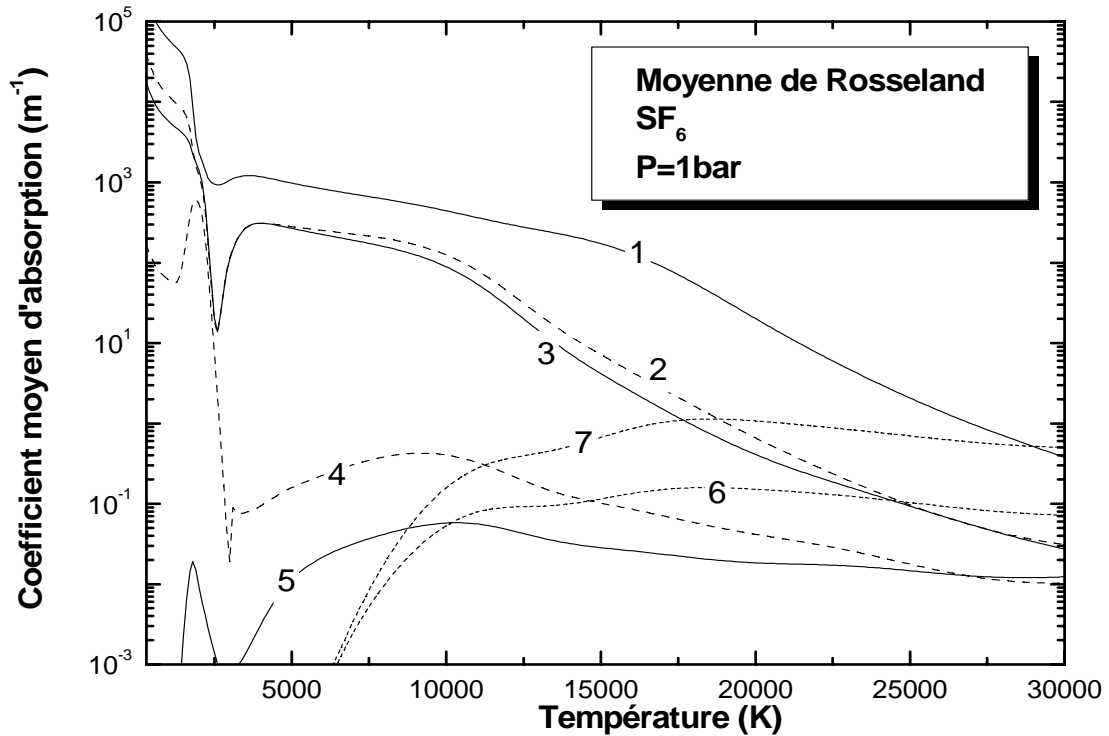


Figure II.11: CMA par la moyenne de Rosseland à 1 bar

II.2.2.4 – Moyenne naturelle

L'utilisation de la moyenne naturelle n'est pas considérée comme une bonne approche dans un milieu où les raies constituent une part importante sur le spectre. Rappelons que cette moyenne ne fait pas intervenir la fonction de Planck et qu'elle peut être proposée pour caractériser l'absorption dans les régions les plus froides du plasma. Elle est définie sous la forme suivante :

$$\bar{K}_i = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} K'_\lambda(T) d\lambda}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} \quad (II-24)$$

La Figure II.12 montre son évolution suivant la température à la pression atmosphérique.

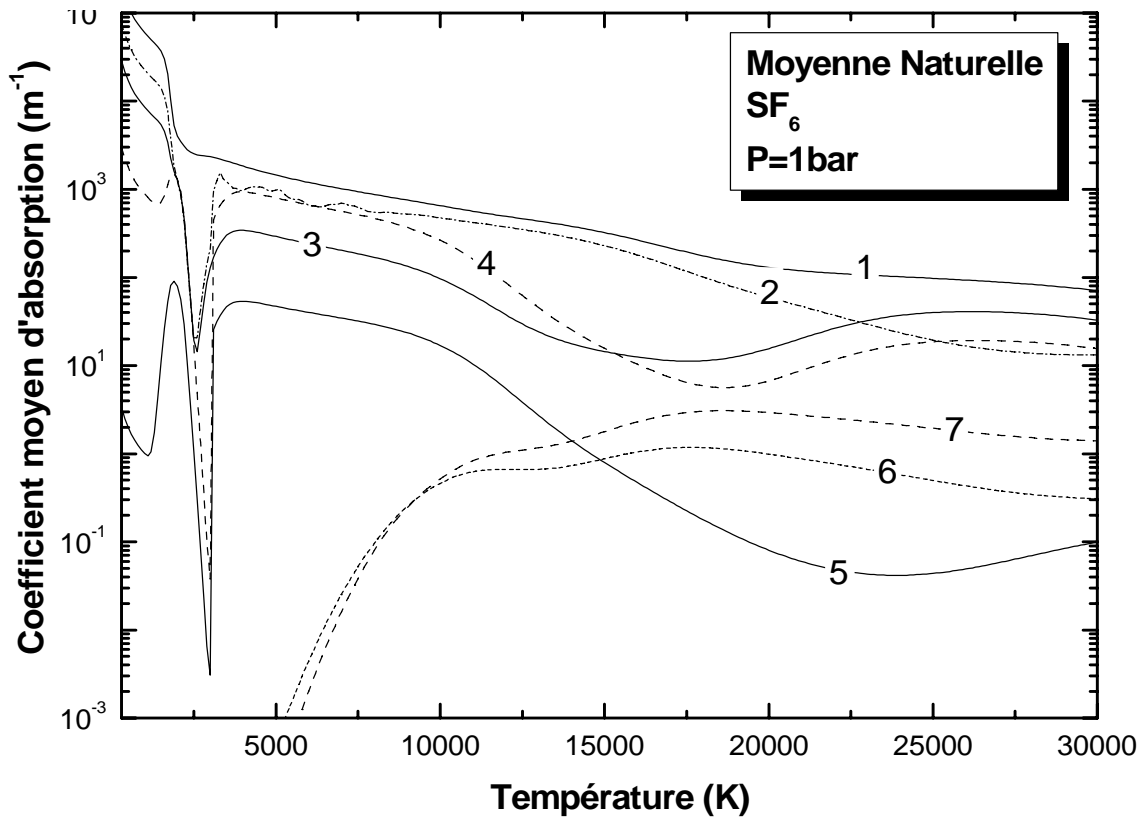


Figure II.12: CMA par la moyenne naturelle à 1 bar

II.2.3 – Comparaison des valeurs du CMA

L'étude des différences entre les trois définitions des moyennes du coefficient d'absorption sera limitée à l'analyse de deux bandes caractéristiques: la bande 1 qui est la plus énergétique et la bande 4 où la différence est la plus remarquable entre les moyennes. Les Figures II.13 et II.14 présentent la comparaison des CMA pour ces 2 bandes, calculés par les trois moyennes précédentes. Pour la moyenne de Planck, nous avons choisi $R_P=2\text{mm}$.

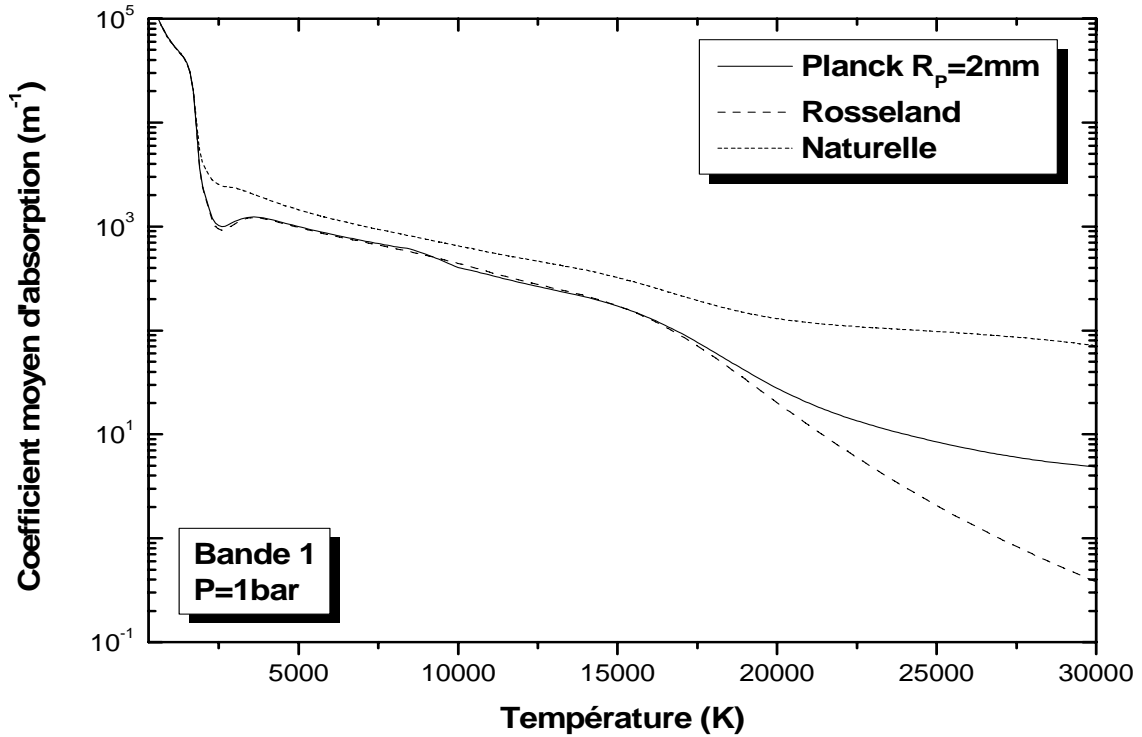


Figure II.13: Comparaison des valeurs de CMA pour la bande 1

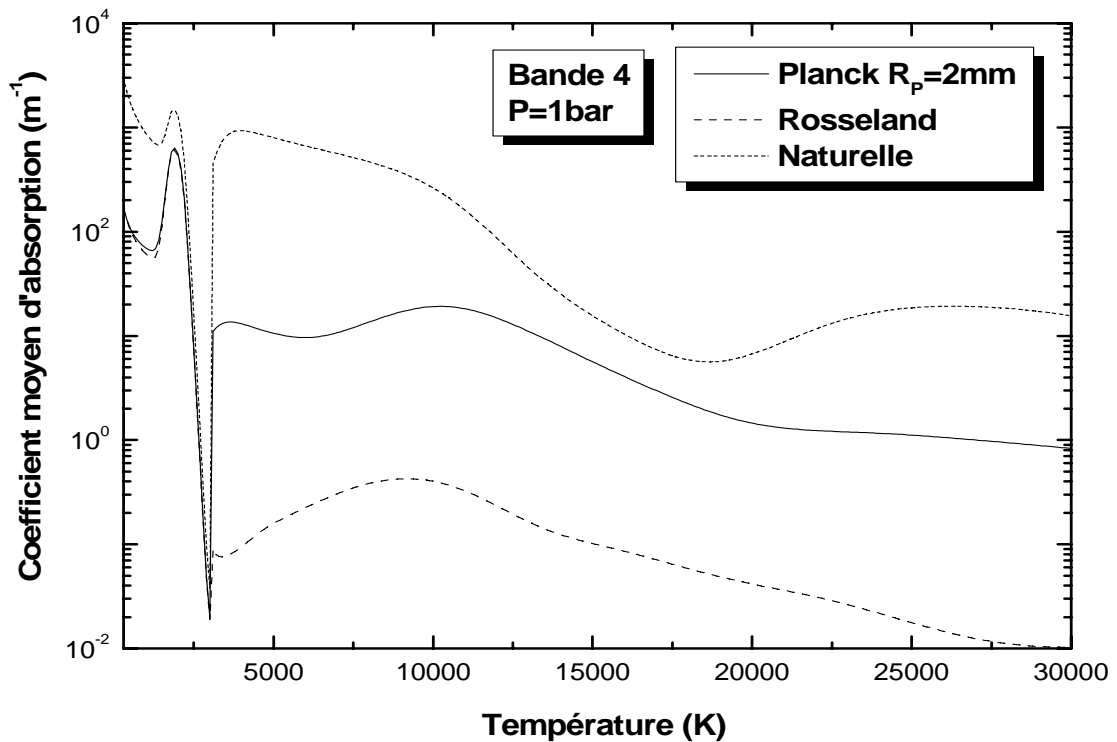


Figure II.14: Comparaison des valeurs de CMA pour la bande 4

Pour la bande 1, à basse température les moyennes de Planck et Rosseland sont similaires car dans cette partie, le rayonnement continu est prépondérant. Elles commencent à s'écarter à haute température où la contribution des raies devient importante. Pour la bande 4, la différence est considérable entre les trois moyennes. La comparaison du CMA du

continuum sur cette bande *Figure II.15* montre que cette différence est effectivement causée par les raies lorsque $T > 3000\text{K}$, les trois moyennes donnant les mêmes résultats pour le continuum. On constate également que la moyenne naturelle est toujours supérieure aux deux autres moyennes notamment pour la bande 4. La présence des raies influence beaucoup cette moyenne à haute température; pour les moyennes de Rosseland et de Planck (corrigée), les contributions des raies sont atténuées ce qui n'est pas le cas pour la moyenne naturelle. Le fait que pour la bande 4, la moyenne naturelle à basse température ($T < 3000\text{K}$) est supérieure aux autres moyennes, sera analysé en détail dans le *chapitre IV*, lorsque nous proposerons une amélioration de la méthode générale.

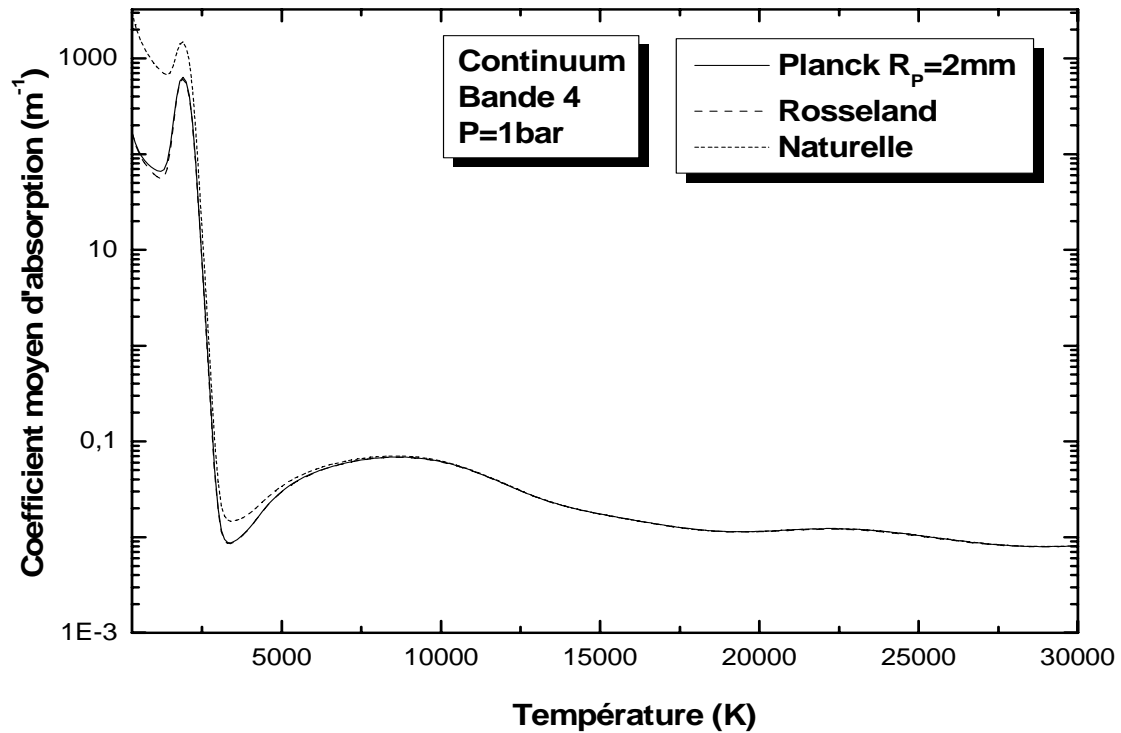


Figure II.15: Comparaison des valeurs de CMA du continuum pour la bande 4

CONCLUSION

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté le calcul du coefficient d'émission nette, méthode traditionnelle pour représenter la divergence du flux radiatif dans les régions chaudes des plasmas d'arc. Cette méthode a déjà été largement étudiée par le passé dans notre équipe, mais nous avons apporté une contribution significative en remplaçant le traitement simplifié des raies auparavant réalisé au moyen du facteur défini, par une intégration continue sur tout le spectre avec une description très fine de ce spectre. Cette approche qui revient à ne pas négliger le chevauchement des raies conduit à des résultats un peu différents mais qui ne remettent pas en question globalement les résultats antérieurs, en particulier pour des plasmas à pression atmosphérique. A haute pression (16 bars), le

chevauchement des raies tend à diminuer de façon assez notable le CEN, en particulier à haute température.

Dans la deuxième partie de ce chapitre nous avons étudié une représentation très simplifiée du rayonnement global du plasma, sous forme d'un corps gris par intervalles spectraux, c'est-à-dire en supposant que pour une température et une pression fixées, le coefficient d'absorption à l'intérieur d'un des intervalles ne dépend plus de la fréquence (ou de la longueur d'onde). Nous avons défini différentes valeurs moyennes du coefficient d'absorption sur les 7 intervalles précédemment définis dans l'équipe : moyenne stricte de Planck, non valable pour les plasmas thermiques et non retenue pour la suite ; moyenne de Planck avec atténuation des raies ; moyenne de Rosseland et moyenne naturelle retenue pour les faibles températures uniquement. Nous avons enfin calculé ces différentes moyennes en analysant leurs différences. L'originalité de notre travail au cours de ce chapitre a consisté à déterminer le coefficient moyen de Planck en tenant compte de l'atténuation de l'émissivité des raies sans faire intervenir les facteurs de fuite des raies. Toutefois, nous avons montré qu'une telle approche conduisait à deux solutions pour chacun des cas, rendant plus complexe l'obtention finale des résultats.

Au cours du chapitre suivant, nous allons présenter pour quelques cas particuliers, un calcul exact du transfert radiatif, alors que le calcul approché du transfert radiatif au moyen de la description simplifiée (corps gris sur 7 intervalles) sera présenté dans le *chapitre IV* et comparé au calcul exact en vue d'une amélioration des méthodes approchées.

CHAPITRE III

CALCUL EXACT DU TRANSFERT RADIATIF

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous effectuons la résolution directe de l'équation du transfert radiatif pour les 286802 points en longueur d'onde et pour différentes conditions géométriques (1D à 3D). Pour cette étude, nous avons choisi une forme simple du plasma : plasma cylindrique avec des champs imposés de température. Dans la suite, cette résolution directe sera appelée calcul "exact" et les résultats obtenus vont nous servir de référence lors de la comparaison avec les calculs approchés dans le *chapitre IV*. Les calculs ont été effectués pour deux profils différents de température et les résultats sont présentés en termes de luminance et de la divergence du flux radiatif.

III.1 - METHODE DE CALCUL

III.1.1 – Solution de l'équation du transfert radiatif

Rappelons que l'équation du transfert radiatif (ETR) donne la variation de la luminance spectrale à travers un élément de volume. Sans tenir compte de la diffusion, sa forme généralisée est donnée par la relation (II-2), que nous réécrivons ici :

$$\vec{s} \nabla L_\lambda = K'_\lambda L_\lambda^0 - K'_\lambda L_\lambda \quad (III-1)$$

Suivant une direction, cette équation devient une équation différentielle du premier ordre de la forme (I-11), sa solution analytique est donnée par la somme de sa solution générale et de sa solution particulière et peut s'écrire de la façon suivante :

$$L_\lambda(x) = L_\lambda(0) \exp(-\tau') + \int_0^x L_\lambda^o(\xi) \cdot K'(\lambda, \xi) \exp(-\tau'') d\xi \quad (III-2)$$

avec $\tau' = \int_0^x K'(\lambda, \xi) d\xi$ et $\tau'' = \int_\xi^x K'(\lambda, \eta) d\eta$

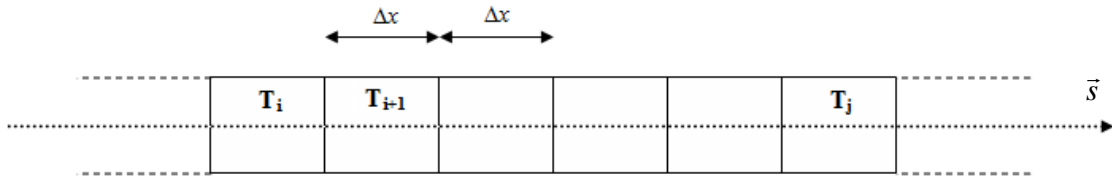


où $L_\lambda(0)$ est la luminance spectrale entrant en $x=0$ et $L_\lambda(x)$ la luminance spectrale arrivant en x . Dans le second membre de l'équation (III-2), le premier terme représente l'atténuation du rayonnement venant de l'extérieur alors que le second terme est la fraction émise en ξ et atténuée par le milieu sur la distance $(x - \xi)$. Notons qu'en général, il y a un gradient de température entre 0 et x . Mais dans le cas où cet élément de volume est isotherme et si δx représente la distance entre O et x , nous avons :

$$L_{\lambda}(x) = L_{\lambda}(0) \exp(-K'(\lambda, T) \cdot \delta x) + L_{\lambda}^0(T) \cdot (1 - \exp(-K'(\lambda, T) \cdot \delta x)) \quad (III-3)$$

Si on considère que toute direction dans le plasma est composée d'une série d'éléments de volumes isothermes (que nous appelons aussi "mailles"), la variation de la luminance spectrale à travers une maille est donnée par l'atténuation de la luminance venant de la maille précédente ajoutée de sa propre émission. Dans le cas le plus simple où les mailles sont identiques et d'épaisseur Δx , nous avons la relation itérative suivante :

$$L_{\lambda}(i) = L_{\lambda}(i-1) \exp(-\kappa'_{\lambda}(T_i) \cdot \Delta x) + L_{\lambda}^0(T_i) \cdot (1 - \exp(-\kappa'_{\lambda}(T_i) \cdot \Delta x)) \quad (III-4)$$



La relation (III-4) est similaire à (III-2). Connaissant la température et l'épaisseur de chaque maille, elle permet de calculer numériquement le transfert radiatif le long de la direction. Si les mailles sont identiques (même longueur), les termes $\exp(-\kappa'_{\lambda}(T) \cdot \Delta x)$ et $L_{\lambda}^0(T) \cdot (1 - \exp(-\kappa'_{\lambda}(T) \cdot \Delta x))$ ne dépendent plus que de la température de la maille et peuvent être calculés préalablement.

III.1.2 – Les configurations

Dans cette étude, nous avons pris le cas d'un plasma cylindrique dans lequel la pression est supposée constante et uniforme. Pour calculer le rayonnement qui atteint un point du plasma, nous avons discrétisé l'angle solide en N directions indépendantes et chaque direction est considérée comme une série de mailles isothermes. Nous avons alors effectué notre étude selon trois configurations différentes : en une dimension 1D, à deux dimensions 2D et à trois dimensions 3D. Pour un point du plasma, nous appelons :

- *Calcul 1D* : le calcul du transfert radiatif en ne considérant que le rayonnement venant d'une seule direction. Nous avons choisi la direction suivant le diamètre de la section.
- *Calcul 2D* : le calcul du rayonnement en prenant en compte uniquement du rayonnement venant de la section droite du cylindre.
- *Calcul 3D* : le calcul du rayonnement en tenant compte du volume entier du plasma. Pour le calcul 2D et 3D, la précision de notre calcul dépend non seulement du nombre de points suivant une direction mais aussi du nombre de directions utilisées.

Des détails pratiques sur les calculs réalisés sont donnés dans l'annexe.

La hauteur h et le rayon R du plasma cylindrique ont été choisis en fonction du profil de température utilisé (*Figure III.1*) :

- Profil 1 : $R=5mm$ et $h=10cm$
- Profil 2 : $R=2mm$ et $h=4cm$
-

Dans les deux cas, la hauteur choisie est suffisamment grande par rapport au rayon de telle sorte qu'on s'approche des conditions d'un plasma cylindrique de longueur infinie.

III.1.3 – Les profils de température

Tous nos calculs ont été validés sur deux profils théoriques de température qui varient seulement en fonction de la distante radiale. Leurs évolutions sont données sur la *Figure III.1*. Dans les deux cas, le profil est symétrique et le maximum se trouve sur l'axe. Dans le cas 3D, on suppose que la valeur de la température est uniforme suivant la hauteur du cylindre: $T(r, z, \theta) = T(r)$.

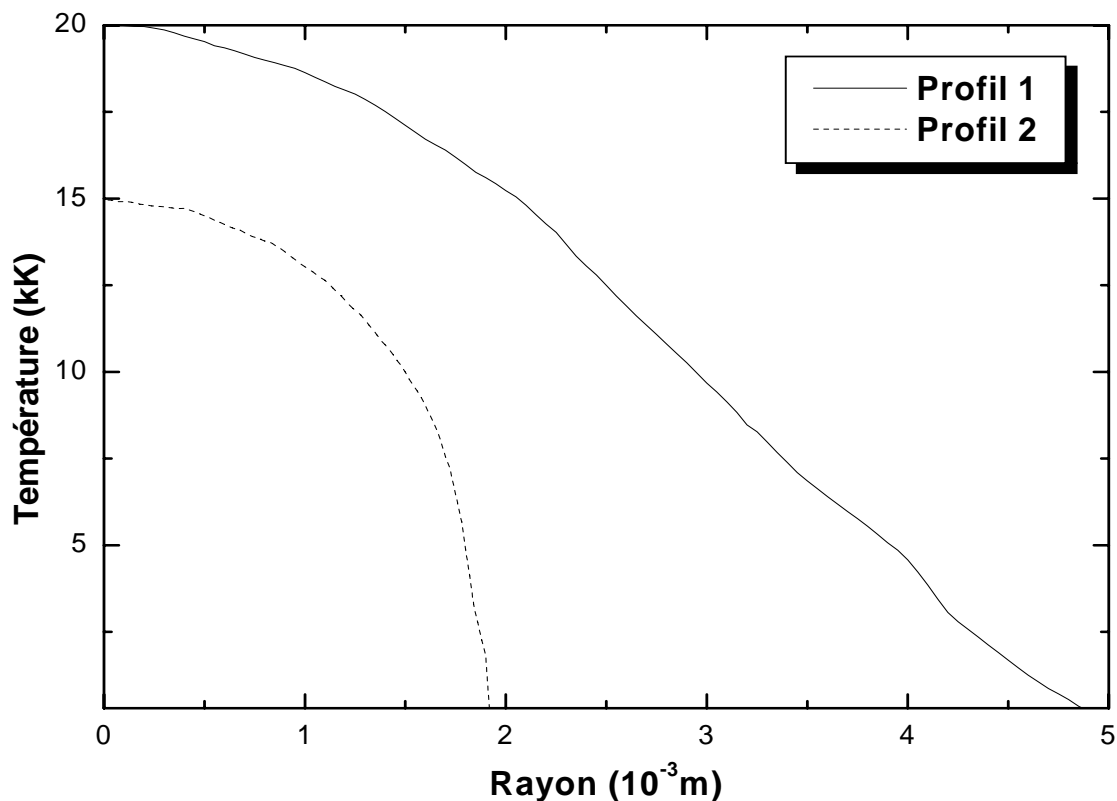


Figure III.1 : Les profils de température

Les profils de température choisis sont proches de certains profils obtenus pour des plasmas d'arcs et déjà utilisés dans notre groupe [Err-1][Ray-1] : le *profil 1* est le profil correspondant à un arc soufflé d'intensité 500A et de rayon 5mm, le maximum correspond à 20000K et le minimum à 300K. Il présente un fort et assez constant gradient de température le long du

rayon. Le *profil 2* correspond plutôt à celui d'un arc stabilisé par paroi, d'intensité $100A$ et de rayon $2mm$ dont le maximum correspond à $15000K$ et le minimum à $300K$. Il présente un faible gradient proche de l'axe et diminue très vite près des bords, ce profil est donc un cas idéal pour l'approximation de l'émission nette qui simplifie le profil en un profil rectangulaire.

III.1.4 – Discretisation directionnelle

Pour déterminer les directions utilisées lors des calculs 2D et 3D, nous sommes partis de la méthode des tirs aléatoires similaire à celle des ordonnées discrètes. Cette méthode est basée sur une discrétisation de l'angle solide en N directions où chaque direction est affectée d'un élément d'angle solide $d\Omega = \frac{4\pi}{N} \sin \theta$ tel que θ est l'angle que fait la direction avec l'axe du cylindre (cf. § I.1.1).

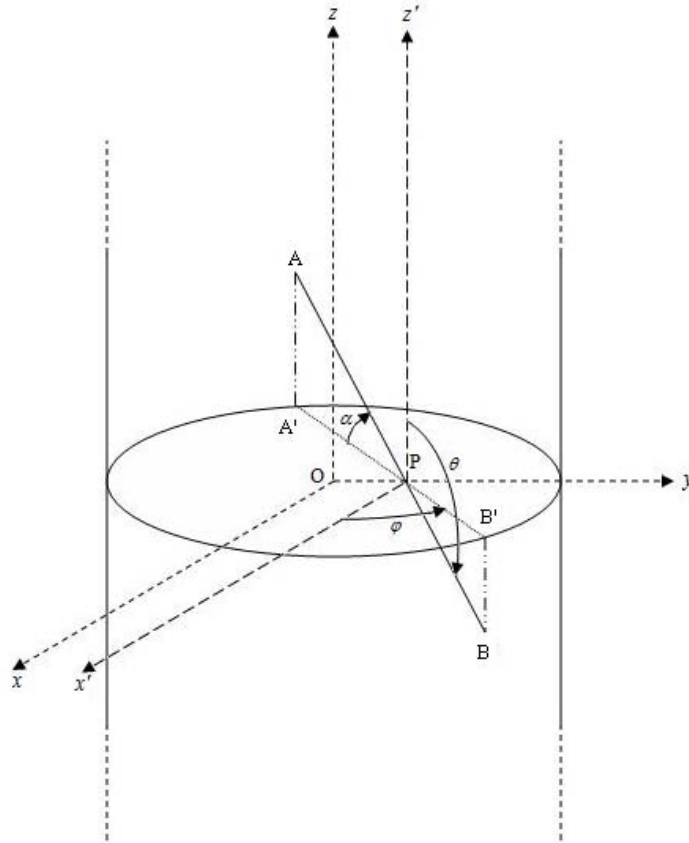


Figure III.2 : Illustration d'une direction dans un plasma cylindrique

Considérons une direction AB qui passe par le point $P (X_P, Y_P, Z_P)$. Les coordonnées d'un point $M (X_M, Y_M, Z_M)$ appartenant à AB peuvent être exprimées de la façon paramétrique suivante :

$$X_M = X_P + \lambda \cdot \cos \alpha_x \quad (III-5)$$

$$Y_M = Y_P + \lambda \cdot \cos \alpha_y$$

$$Z_M = Z_P + \lambda \cdot \cos \alpha_z$$

où λ est un paramètre réel et les termes en cosinus sont les cosinus directeurs de la droite AB et définis par :

$$\cos\alpha_x = \sin\theta \cos\varphi \quad (III-6)$$

$$\cos\alpha_y = \sin\theta \sin\varphi$$

$$\cos\alpha_z = \cos\theta$$

La méthode des tirs aléatoires cherche à déterminer aléatoirement les valeurs de ces cosinus directeurs. **Von Neumann** [Neu-1] montre qu'on peut déterminer de façon aléatoire le cosinus d'un angle α entre 0 et π ou 0 et 2π à travers deux nombres R1 et R2 équidistribués entre 0 et 1. Or, afin d'avoir des symétries, nous avons imposé une direction, celle qui suit le diamètre. On n'utilise donc pas des directions aléatoires mais des directions prédéterminées. Dans ce travail, nos directions sont définies en faisant varier les deux angles θ et φ . Dans toutes ces conditions, nous avons les symétries suivantes :

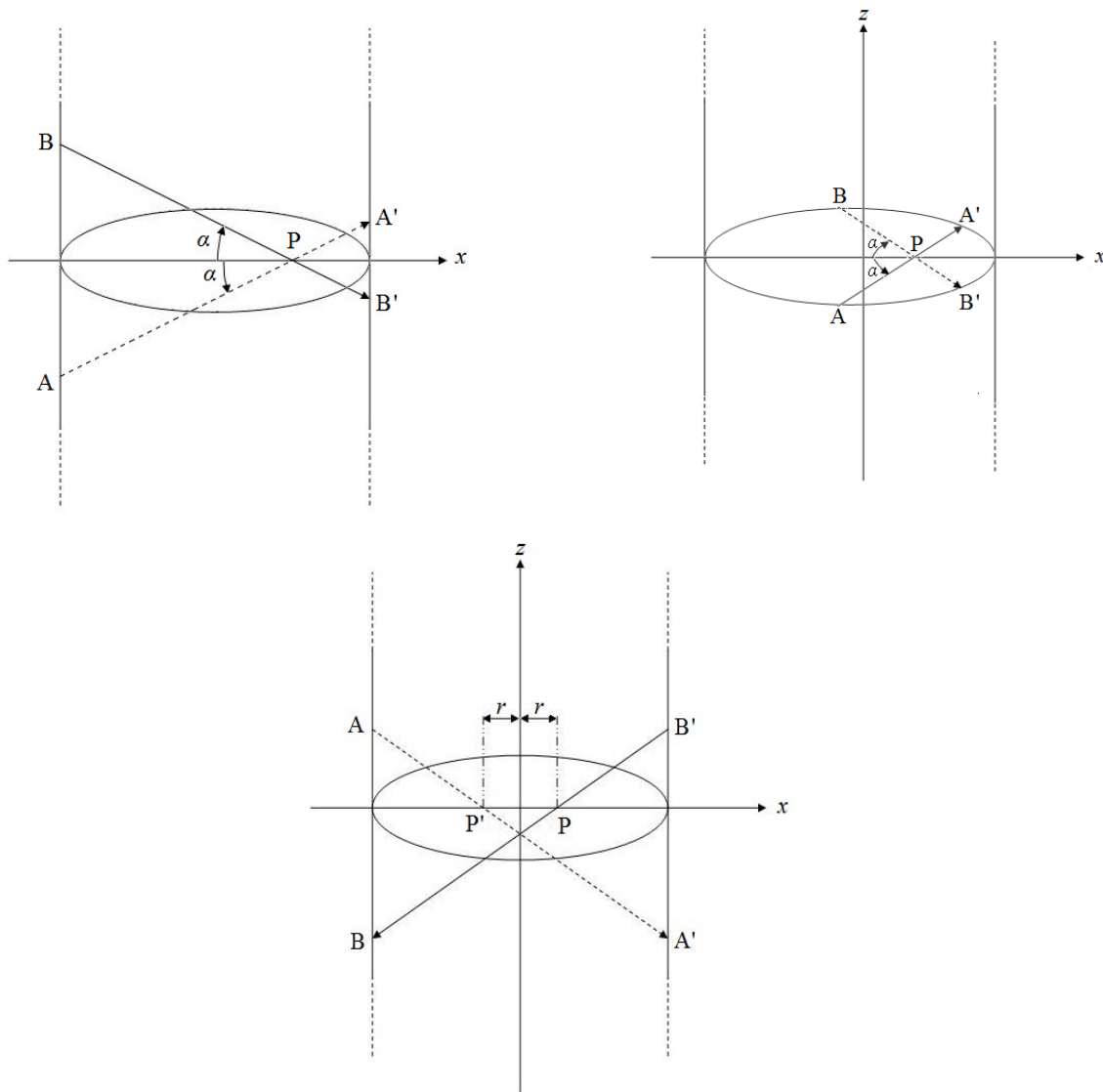


Figure III.3(a,b,c) : Les symétries dans le cylindre

Comme notre température ne varie qu'en fonction du rayon, nous avons une symétrie par rapport à la section médiane (*Figure III.3a*). En 3D, cela réduit de moitié le nombre de directions à traiter tandis qu'en 1D et 2D, cette symétrie n'a pas d'effet. Pour une section, on a aussi une symétrie par rapport au diamètre (*Figure III.3b*). Dans ce cas, en 2D il suffit de calculer le transfert radiatif dans la moitié de la section. Cette propriété sera utilisée aussi en 3D, nous avons une symétrie par rapport au plan vertical passant par le diamètre. La troisième symétrie que nous avons provient de notre profil de température: comme le profil est symétrique, on a les mêmes propriétés radiatives pour deux points d'une section situés à la même distance par rapport à l'axe (*Figure III.3c*). Notre calcul se réduit donc au calcul du transfert radiatif pour les directions contenues dans la moitié d'une section en 2D et dans le quart du cylindre en 3D. Cependant, le rayonnement peut être émis dans les deux sens de la direction considérée, nous le prenons en compte dans nos calculs.

III.2 – RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les résultats présentés ici sont la luminance et la divergence du flux radiatif pour tous les points situés sur le diamètre de la section médiane du cylindre. Notons que la divergence du flux radiatif ne sera présentée que suivant le rayon pour des raisons de symétrie.

III.2.1 - Etudes paramétriques

III.2.1.1 – *Influence du nombre de points*

Dans cette partie, nous présentons les études préliminaires effectuées pour déterminer le nombre de points nécessaires pour définir une direction. En d'autres termes, ce nombre correspond au nombre de mailles indispensables pour décrire notre gradient de température. Pour cela, la direction que nous avons prise est celle qui suit le diamètre. Les tests ont été faits à 1D et nous présentons les résultats en divergence du flux radiatif. Elle prend en compte le rayonnement dans les deux sens, c'est-à-dire de $-R$ à R . L'interprétation de la variation de la divergence du flux radiatif est donnée dans le paragraphe (§ III.2.2.1)

Dans les *Figures III.4a et III.4b*, l'évolution globale de la divergence du flux radiatif est conservée quel que soit le nombre de points utilisés. Pour les deux profils, le découpage en 100 points n'est pas suffisant pour bien définir la direction considérée, on s'aperçoit que la convergence des résultats se fait à partir de 200 points. Pour les calculs qui vont suivre, nous avons utilisé 200 points pour définir le gradient de température le long du diamètre, les différences observées entre les résultats obtenus avec 200 et 400 points étant acceptables.

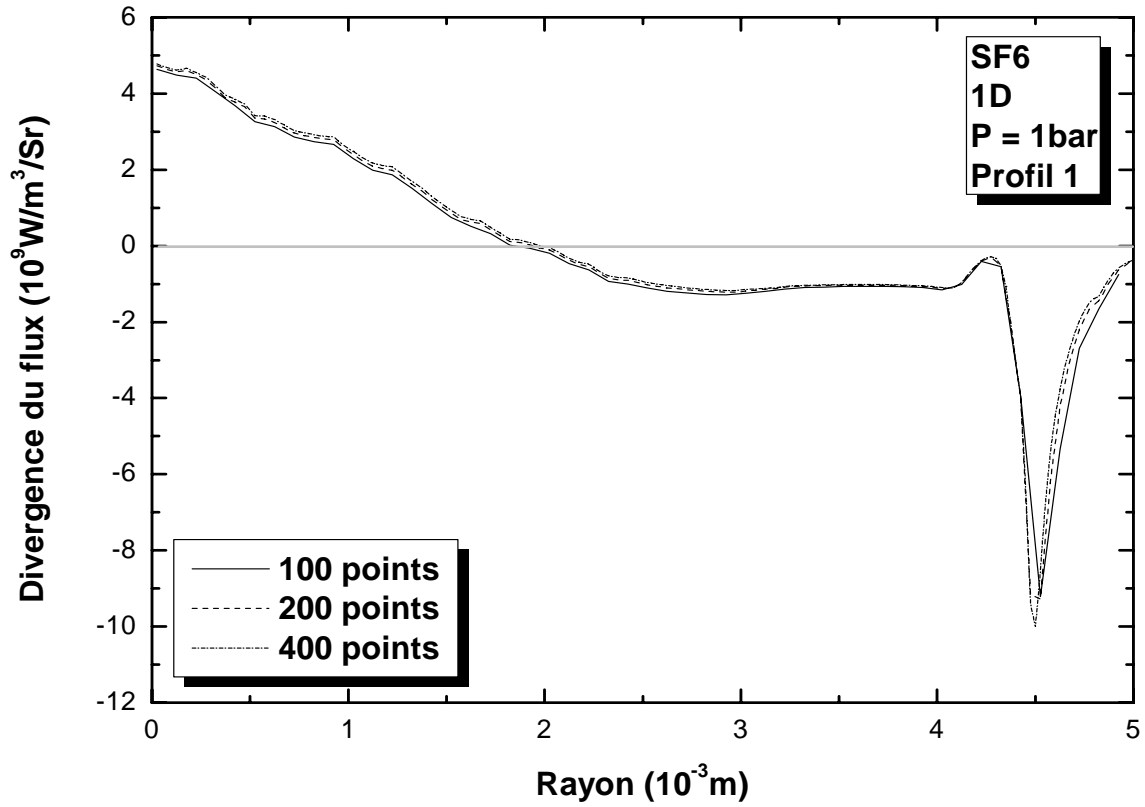


Figure III.4a: Influence du nombre de points sur le transfert radiatif (profil 1)

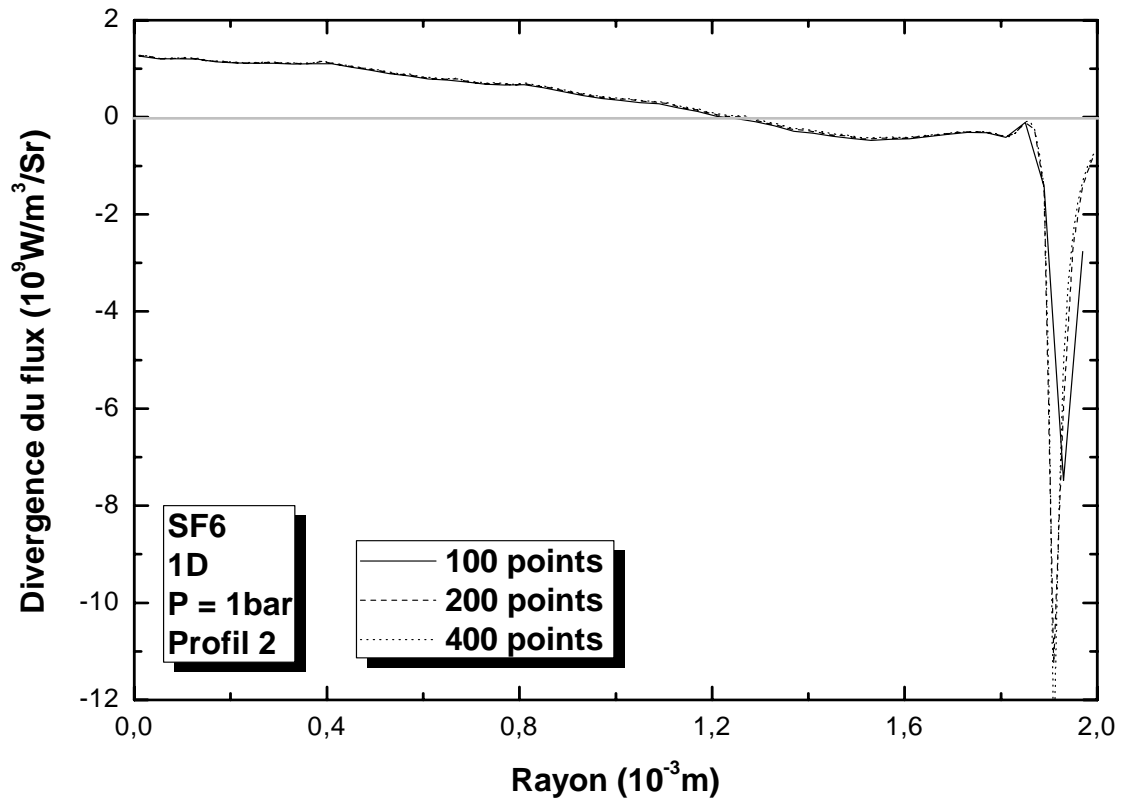


Figure III.4b: Influence du nombre de points sur le transfert radiatif (profil 2)

Examinons les différences entre les résultats obtenus avec 200 points (ou 400 points) et 100 points respectivement: pour le *profil 1* (Figure III.4a), la différence est assez constante à haute et à basse température, la température pour ce profil diminue de façon assez constante le long du rayon. Pour le *profil 2* (Figure III.4b), la différence est faible à haute température: ce profil présente un faible gradient de température près de l'axe et un nombre assez faible de points serait suffisant dans cette région. Près des bords, le nombre de points joue un rôle important, la température diminue très vite et nécessite beaucoup plus de points. Cela justifie la mauvaise estimation de l'absorption pour ce profil si le nombre de points est de l'ordre de 100.

III.2.1.2 – Influence du nombre de directions

En 2D et 3D, outre le nombre de points, le nombre de directions influe aussi sur les résultats. L'influence de ce paramètre sur la divergence du flux radiatif est présentée sur les Figures III.5a et III.5b pour la configuration 2D et sur les Figures III.6a et III.6b pour la 3D.

Pour la configuration 2D, les résultats commencent à converger à partir de 12 directions : pour le *profil 1* on s'aperçoit que 8 directions ne sont pas suffisantes pour bien définir l'absorption. Tandis que pour le *profil 2*, toutes les courbes sont confondues, bien qu'il existe une légère différence entre les valeurs numériques. De même pour la configuration 3D, on peut voir la convergence à partir de 62 directions. Pour les deux configurations et principalement pour le *profil 2*, on s'aperçoit que le nombre de directions influe beaucoup plus sur l'absorption que sur l'émission. Pour la suite, les calculs en 2D seront effectués pour 12 directions et 62 directions seront utilisées pour le 3D.

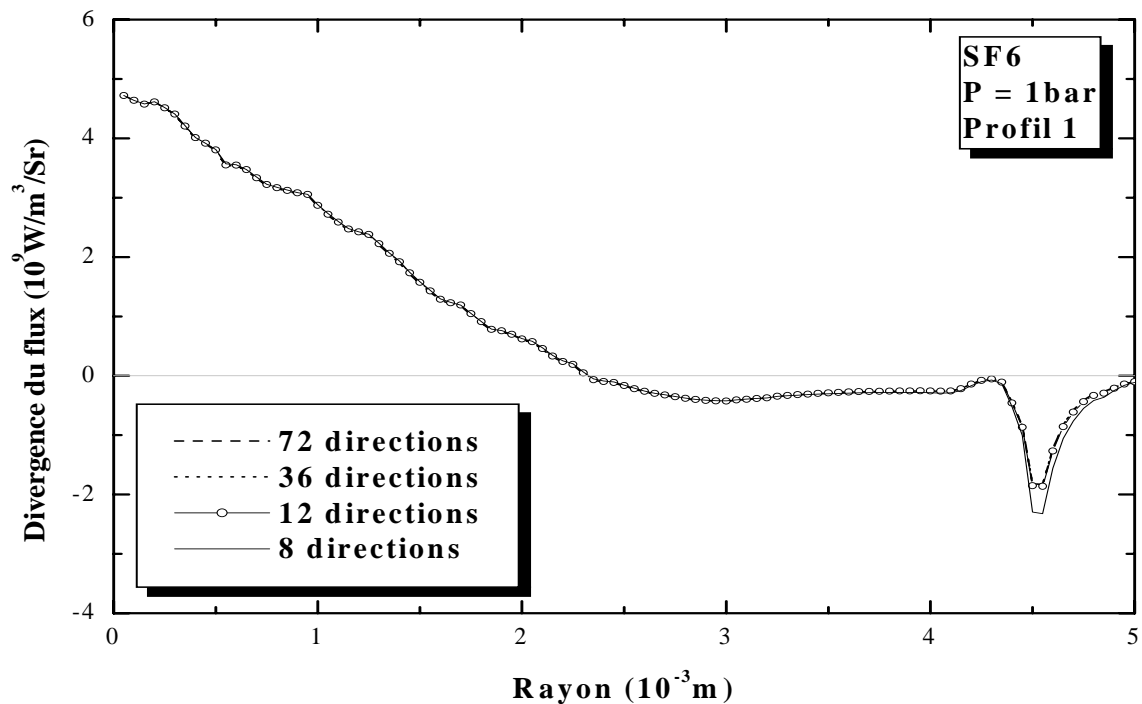


Figure III.5a : Influence du nombre de directions pour le calcul 2D de la divergence du flux radiatif (profil 1)

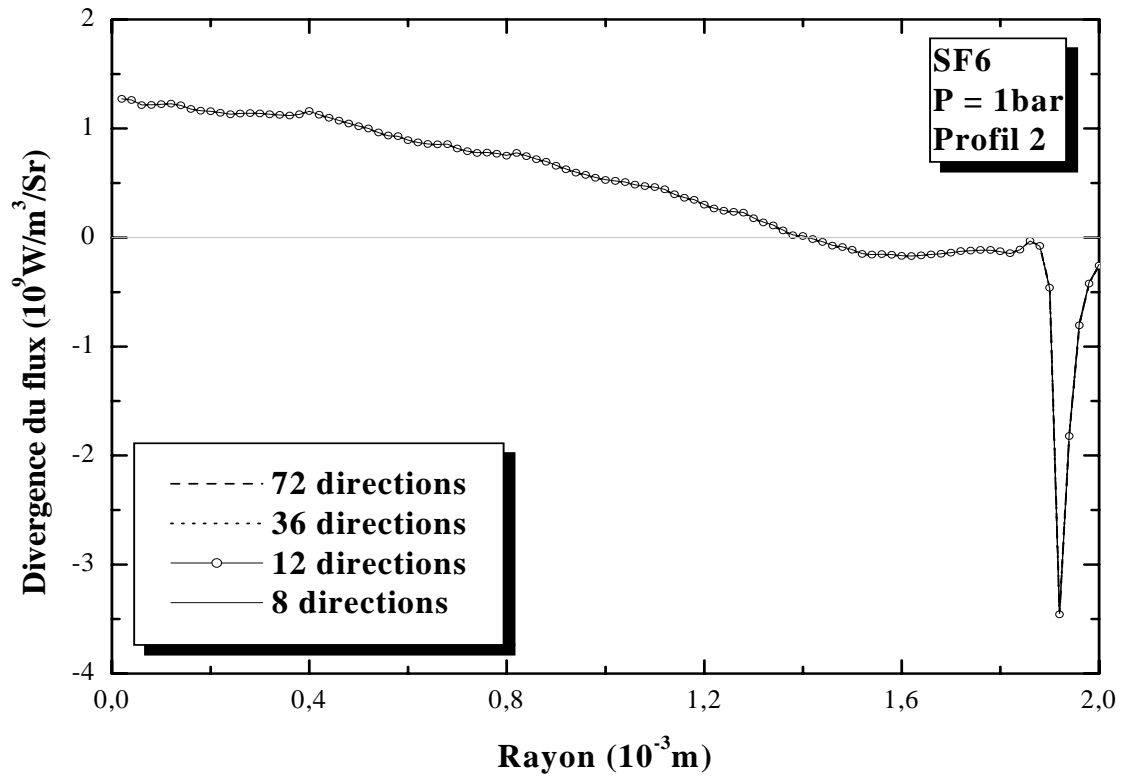


Figure III.5b : Influence du nombre de directions pour le calcul 2D de la divergence du flux radiatif (profil 2)

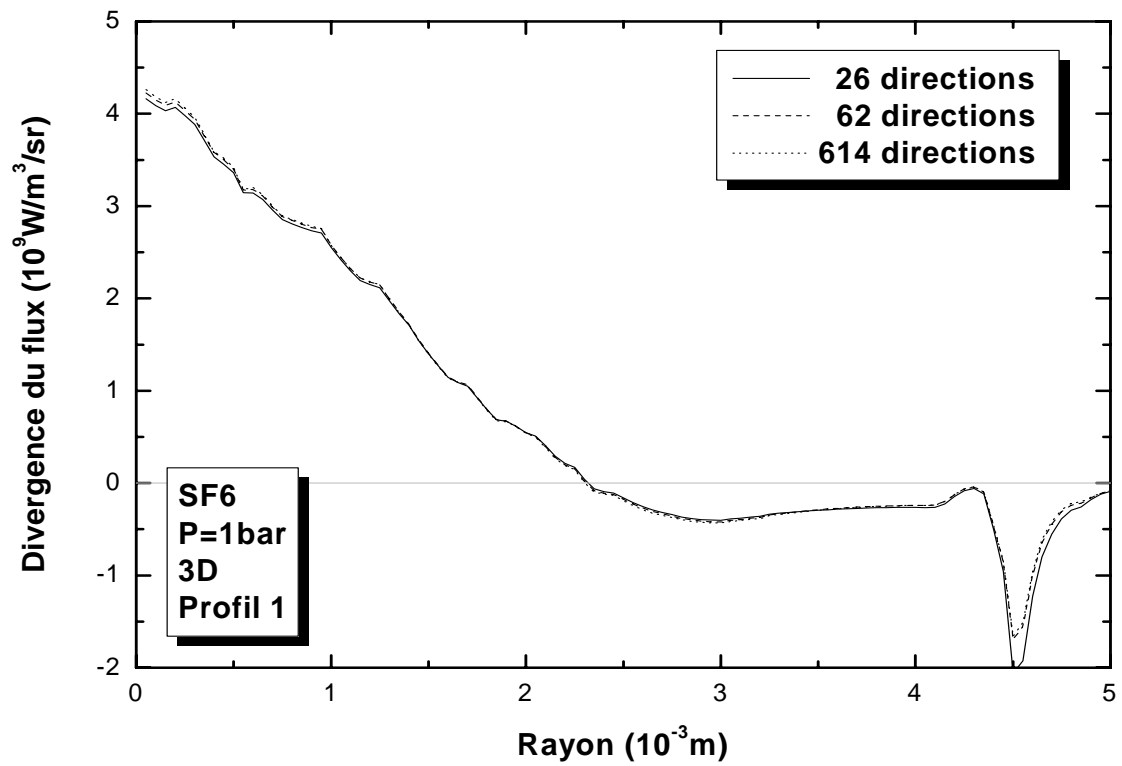


Figure III.6a : Influence du nombre de directions pour le calcul 3D de la divergence du flux radiatif (profil 1)

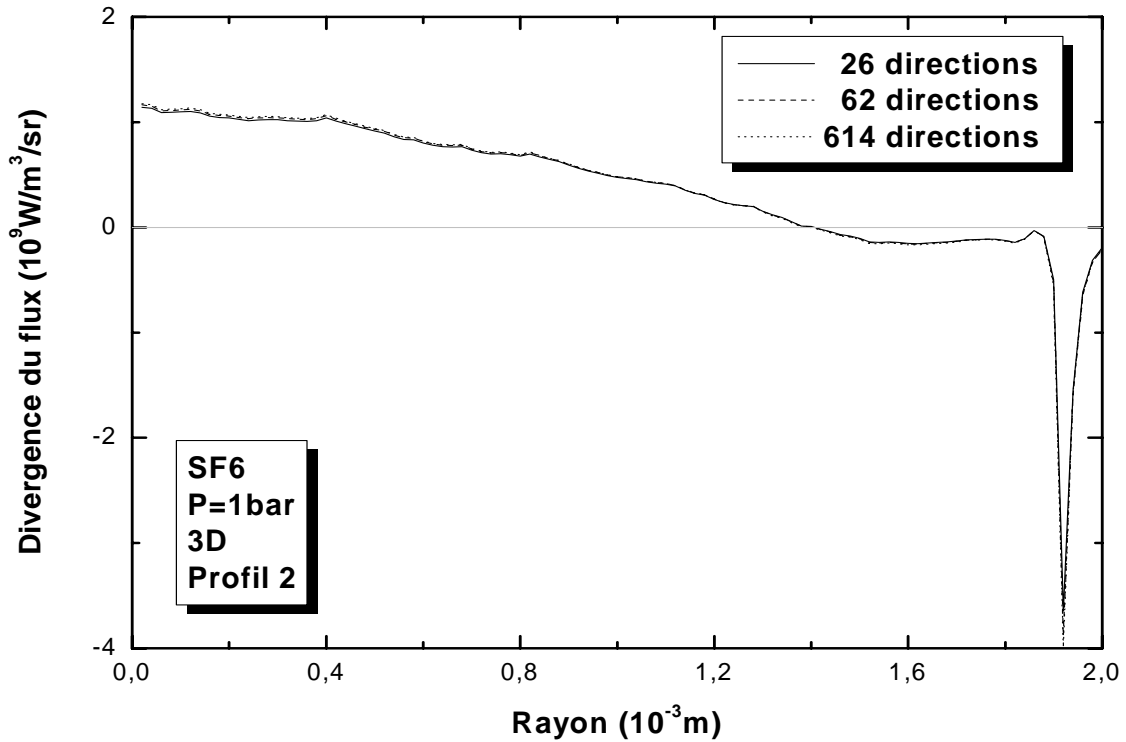


Figure III.6b : Influence du nombre de directions pour le calcul 3D de la divergence du flux radiatif (profil 2)

III.2.2 – Résultats et discussions

III.2.2.1- Comparaison des divergences du flux radiatif calculées en 1D, 2D et 3D

Pour les Figures III.7a et III.7b comparant les trois configurations, la divergence du flux radiatif présente un maximum sur l'axe et reste positive dans les régions centrales du plasma: ces régions émettent plus de rayonnement qu'elles en absorbent. Elle diminue différemment avec la distance radiale selon le profil. En effet à cause du fort gradient relativement constant de température du *profil 1*, la divergence du flux radiatif diminue très vite tandis que pour le *profil 2*, la diminution est faible près de l'axe. Elle passe par zéro dans les régions où l'émission compense l'absorption. Elle est négative près des bords: dans ces régions, c'est l'absorption qui l'emporte. Cette absorption se fait principalement en deux parties: une première partie entre $r \approx 2,3\text{mm}$ et $r \approx 4,2\text{mm}$ pour le *profil 1* et entre $r \approx 1,4\text{mm}$ et $r \approx 1,8\text{mm}$ pour le *profil 2* et une deuxième partie correspond au remarquable pic situé à $r \approx 4,5\text{mm}$ pour le *profil 1* et $r \approx 1,9\text{mm}$ pour le *profil 2*.

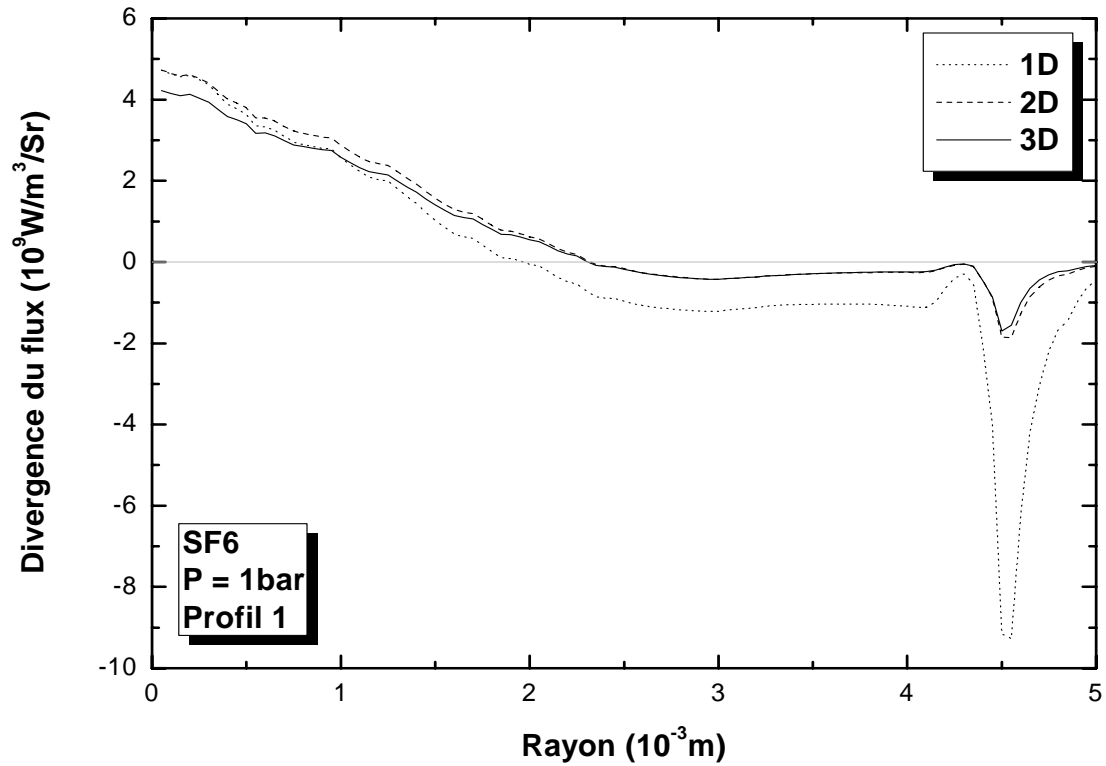


Figure III.7a : Comparaison des divergences du flux radiatif calculées en 1D, 2D et 3D (profil 1)

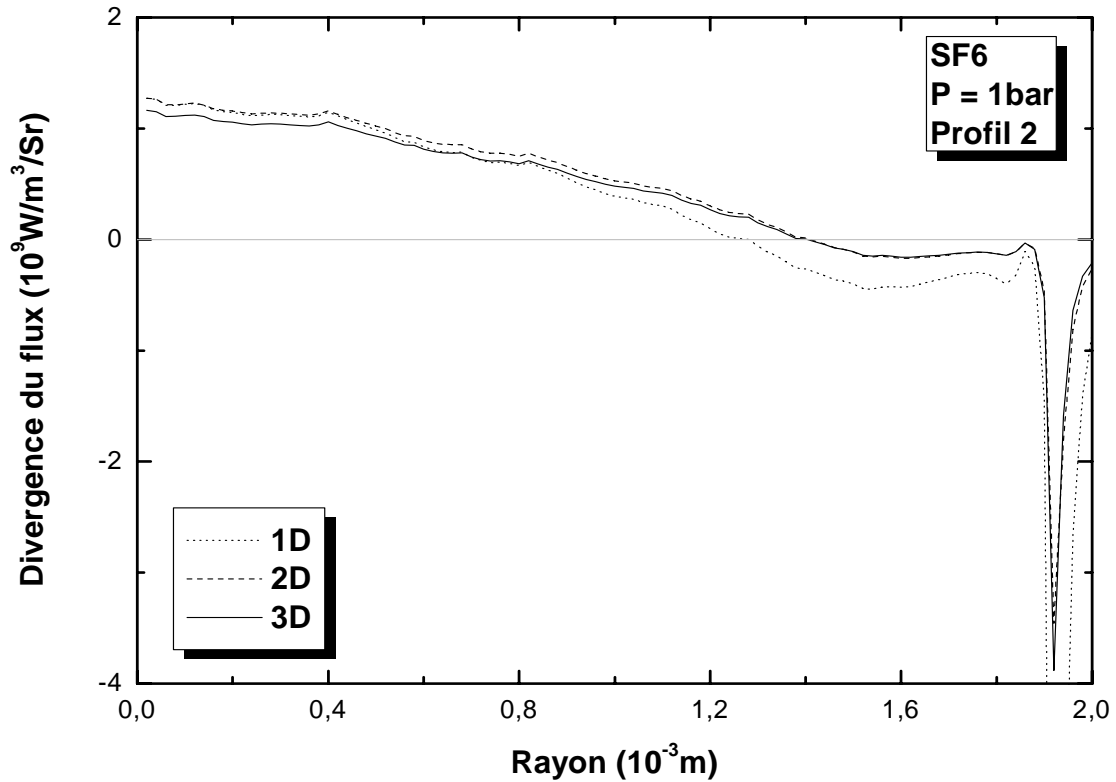


Figure III.7b : Comparaison des divergences du flux radiatif calculées en 1D, 2D et 3D (profil 2)

La première région d'absorption correspond à l'absorption du rayonnement par les espèces atomiques. Les températures de ces régions sont comprises entre $5000K$ et $12000K$. Pour ces températures et à pression atmosphérique, presque toutes les molécules sont dissociées. Les populations atomiques, notamment celles des atomes neutres, sont dominantes. Le phénomène responsable de l'absorption est majoritairement la photoionisation des espèces atomiques. Concernant les pics qui se situent aux environs de $2000K$, la densité des molécules est prépondérante pour ces températures. Ils peuvent donc être expliqués par la forte absorption des molécules à travers les phénomènes de photoionisation et de photodissociation [Cha-3] [Nag-2].

En comparant les trois configurations, on s'aperçoit que contrairement à ce qui se passe près des bords, la divergence du flux radiatif près de l'axe dépend peu de la géométrie. Cela est dû aux propriétés des plasmas thermiques à haute température : l'émission totale est fonction de la température et l'autoabsorption est prépondérante au très proche voisinage du point émetteur [Ray-3]. Près des bords, la surestimation de l'absorption pour la configuration 1D provient du fait que le transfert radiatif est calculé suivant un diamètre de la section droite du plasma ce qui maximise le rayonnement venant de la partie centrale et ce qui induit une forte absorption sur les bords. Cet effet est atténué dans les cas 2D et le 3D où on prend en compte aussi les autres directions contenues dans la section ou dans l'ensemble du volume.

III.2.2.2- Représentation quantitative de la divergence du flux radiatif

Dans les paragraphes précédents, on a présenté qualitativement la divergence du flux radiatif. Il est également intéressant de représenter la divergence du flux radiatif pour une couronne de la section (de surface $2\pi r dr$), cela permet de mieux visualiser l'énergie échangée. La *Figure III.8* la représente pour le *profil 1* et pour la configuration 2D. Elle permet de voir les zones de forte émission et de forte absorption dans le plasma. Cette quantité dépendra du rayon et de la divergence du flux radiatif. Elle est nulle au centre et augmente jusqu'à un certain rayon où la quantité totale émise est au maximum, dans les régions proches de $r=1.2mm$ dans notre cas. Au-delà de ce rayon, la quantité émise diminue à alors que la valeur de r augmente avant que la divergence ne devienne nulle puis négative. L'intérêt essentiel de cette figure est de rendre compte que la surface négative de la courbe (c'est-à-dire la surface entre l'axe des abscisses et la courbe négative) est peu différente de la surface positive, ce qui veut dire que la majeure partie du rayonnement émis dans les zones centrales est réabsorbée dans les régions externes du plasma. L'analyse numérique montre que dans l'exemple choisi, seulement 3% de l'énergie émise dans la partie centrale s'échappe du plasma et du gaz froid environnant, sachant que l'émission des régions centrales tient déjà compte d'une forte auto-absorption des raies dans ces zones.

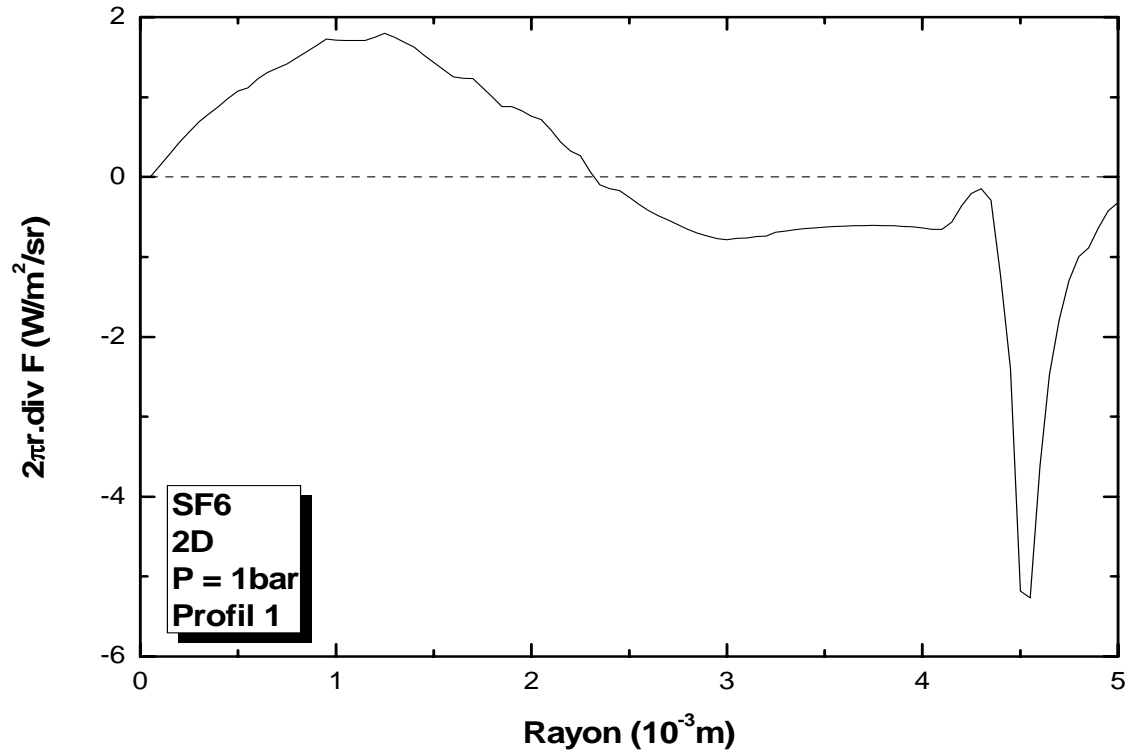


Figure III.8 : Représentation surfacique de la divergence du flux radiatif calculé en 2D (profil 1)

III.2.2.3 – Evolution de la luminance

Nous définissons sur la Figure III.9 les directions pour lesquelles l'évolution de la luminance est représentée sur la figure III-10. Ces directions se situent toutes dans la section médiane.

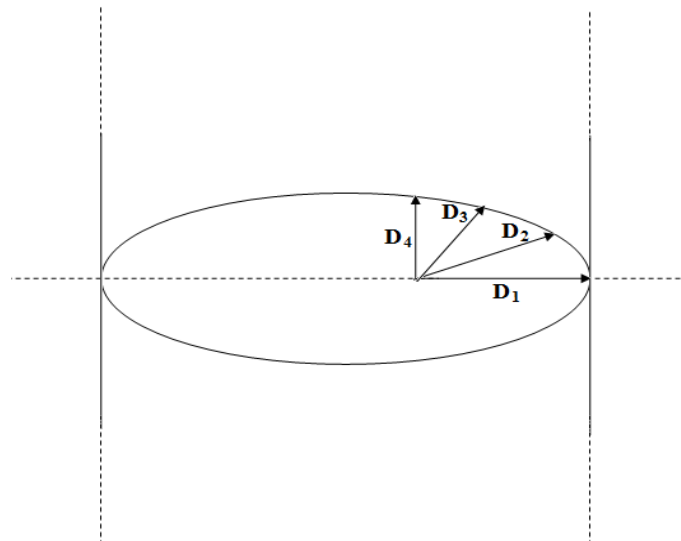


Figure III.9 : Illustration des directions pour représenter la luminance

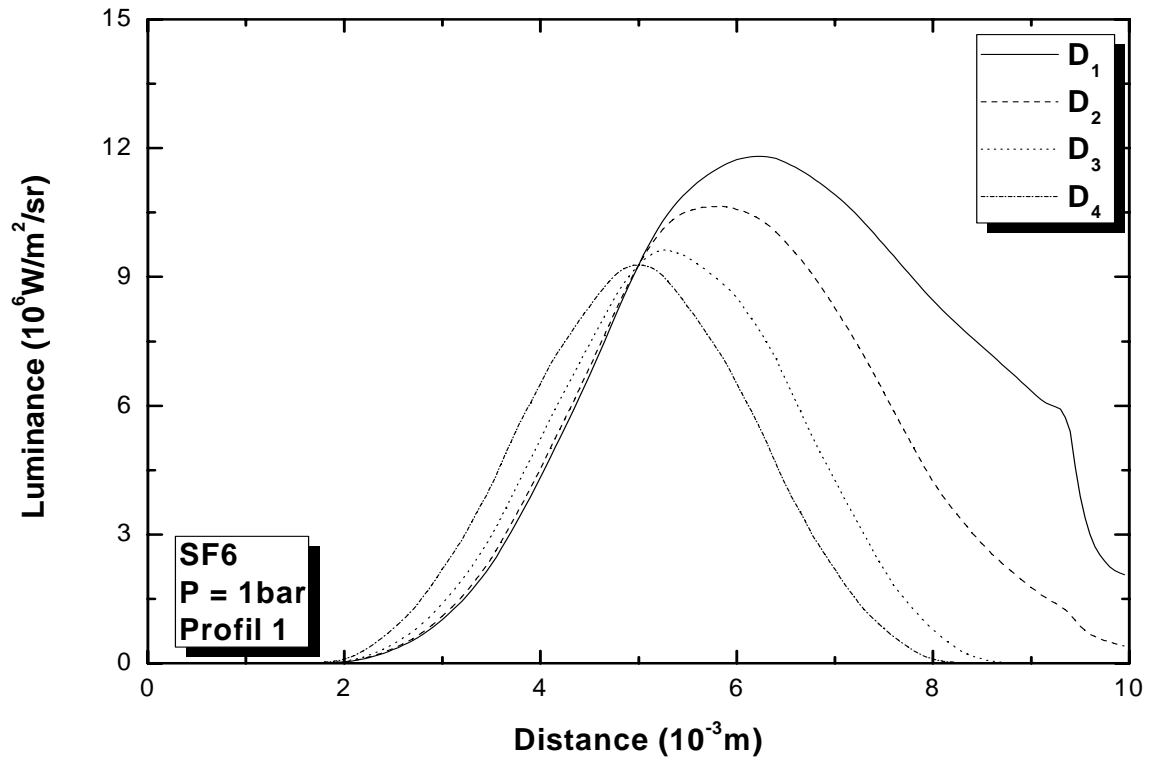


Figure III.10 : Luminance suivant différentes directions (profil 1)

La luminance de chacune des 4 directions définies précédemment est représentée sur la Figure III.10 pour tous les points du diamètre. Les abscisses $x=0\text{mm}$ et $x=10\text{mm}$ correspondent aux bords (des deux côtés par rapport au diamètre), et $x=5\text{mm}$ correspond au centre. La valeur de la luminance reste la même au centre et quelle que soit la direction considérée. L'allure générale est la même pour les 4 directions : la luminance est nulle pour $x=0$ car il n'y a pas de rayonnement venant de l'extérieur. Elle augmente jusqu'à une certaine distance pour atteindre un maximum puis diminue.

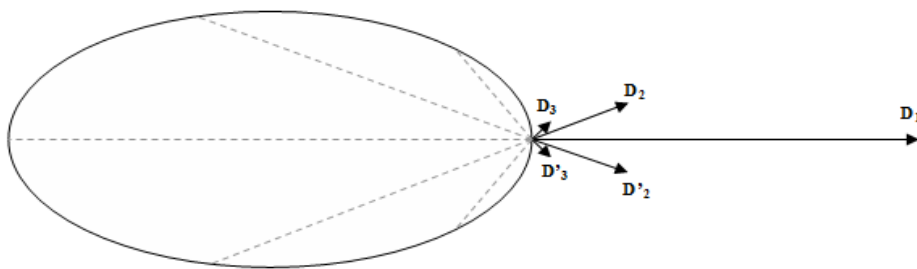


Figure III.11 : Représentation de la contribution de chaque direction au rayonnement sortant

La croissance de la luminance correspond à des régions où l'émission locale est dominante. Au maximum, l'émission locale compense l'absorption, ce qui correspond à une divergence du flux radiatif nulle. Dans les régions où la luminance décroît, c'est l'absorption

qui est prépondérante. Les luminances pour $x=10\text{mm}$ correspondent au rayonnement qui s'échappe du plasma selon les directions. Une représentation de la contribution de chaque direction sur le rayonnement sortant est donnée à la *Figure III.11*. Cette figure montre l'importance du rayonnement venant de la direction D_1 , cette direction représente celle du diamètre avec la partie centrale très émissive du plasma.

III.2.3 – Influence de la pression sur le transfert radiatif

Pour montrer l'influence de la pression sur le transfert radiatif, nous représentons (*Figure III.12*) l'évolution de la divergence du flux radiatif calculée pour la configuration 2D et pour le *profil 1*, pour différentes valeurs de pression. On s'aperçoit que la pression ne joue que quantitativement sur le transfert radiatif, l'allure générale est conservée : la partie centrale est la plus émissive et les zones d'absorptions sont à peu près les mêmes. Cependant, le fait d'augmenter la pression accentue ces phénomènes, ce qui s'explique aisément : l'augmentation de pression tend à augmenter la densité électronique et la densité des atomes excités émetteurs de raies, d'où l'augmentation de l'émission locale, mais également tend à accroître les populations des espèces atomiques et moléculaires absorbantes.

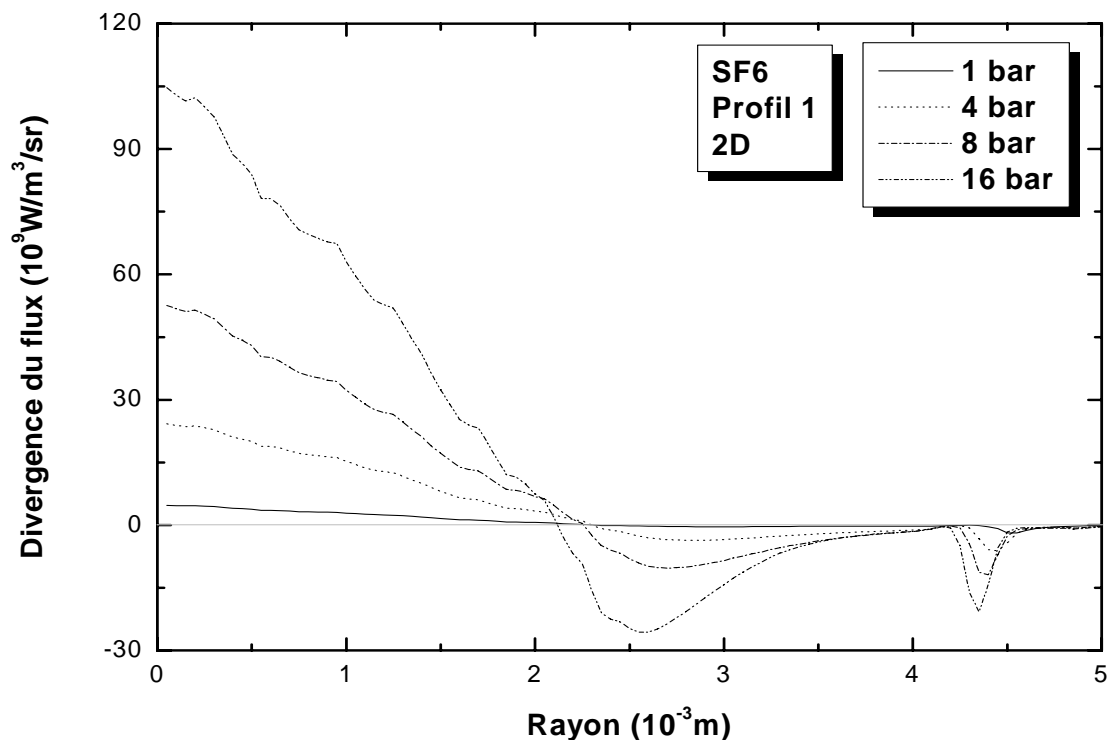


Figure III.12 : Divergence du flux radiatif pour différentes valeurs de la pression (profil 1)

On remarque également que le pic d'absorption se décale avec la pression : il se situe à $r \approx 4,5\text{mm}$ à la pression atmosphérique et à $r \approx 4,4\text{mm}$ à 16 bar. En effet, les phénomènes

d'ionisation et de dissociation sont déplacés vers les plus hautes températures quand la pression augmente, conséquence directe de la loi d'action de masse.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons effectué la résolution de l'équation du transfert radiatif dans des géométries simplifiées de type cylindrique mais couvrant des configurations 1D, 2D et 3D. Cette résolution nous a permis de voir la distribution de l'énergie radiative à l'intérieur du plasma de l'arc tout en permettant de calculer le flux du rayonnement sortant en un point du plasma. Les résultats les plus importants sont la très forte émissivité des régions centrales, mais également une forte absorption du rayonnement qui se manifeste dans deux régions du plasma et qui est due à des phénomènes distincts : photoionisation des atomes dans les régions intermédiaires et absorption moléculaire dans les régions de basse température du plasma et du gaz froid environnant ($T < 3000$ K à pression atmosphérique).

Ces résultats nous serviront de référence pour la validation des calculs approchés dans le *chapitre IV*.

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION

Afin de valider les méthodes de calcul approchées proposées dans le *chapitre II* et d'estimer l'erreur commise lors de leur utilisation pour le calcul du flux radiatif et de la divergence du flux radiatif, nous les confrontons dans ce chapitre avec le calcul exact décrit dans le *chapitre III*. Cette comparaison nous permettra également d'apporter d'éventuelles améliorations. Dans la première partie de ce chapitre, le coefficient d'émission nette sera comparé au calcul « exact » (description fine) alors que la deuxième partie comparera plus spécifiquement les résultats du transfert radiatif obtenus en utilisant l'approximation du corps gris sur 7 intervalles et la description fine du spectre.

IV.1 – ETUDE DU COEFFICIENT D'EMISSION NETTE

IV.1.1 – Comparaison de la divergence du flux radiatif

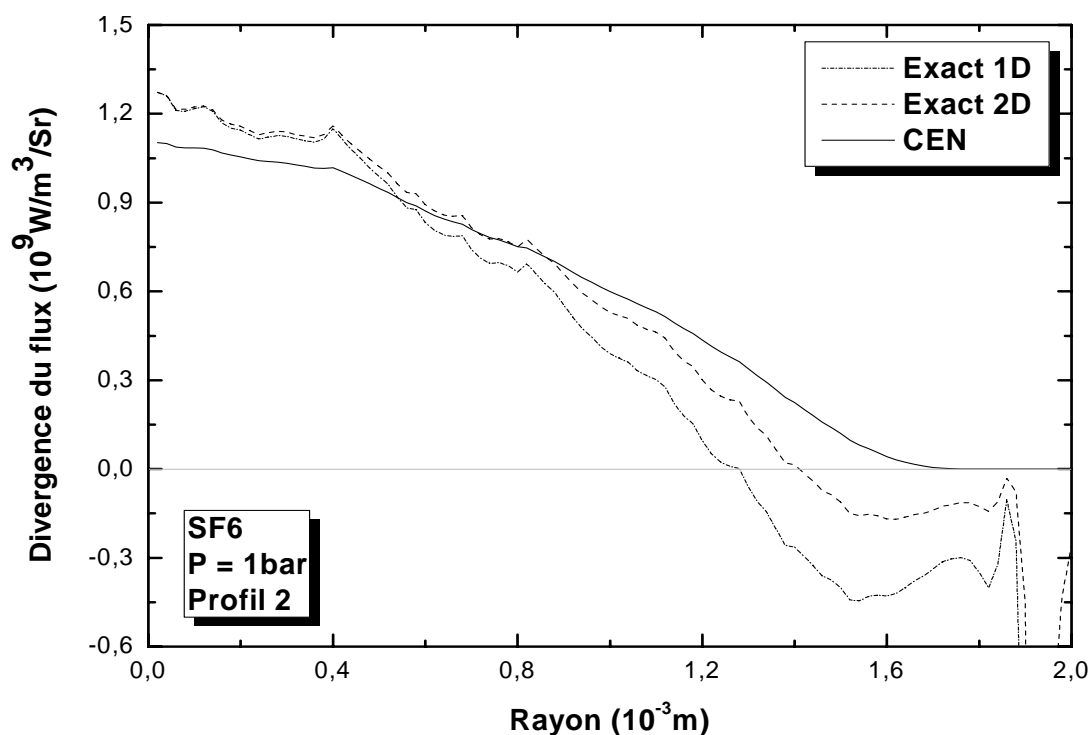
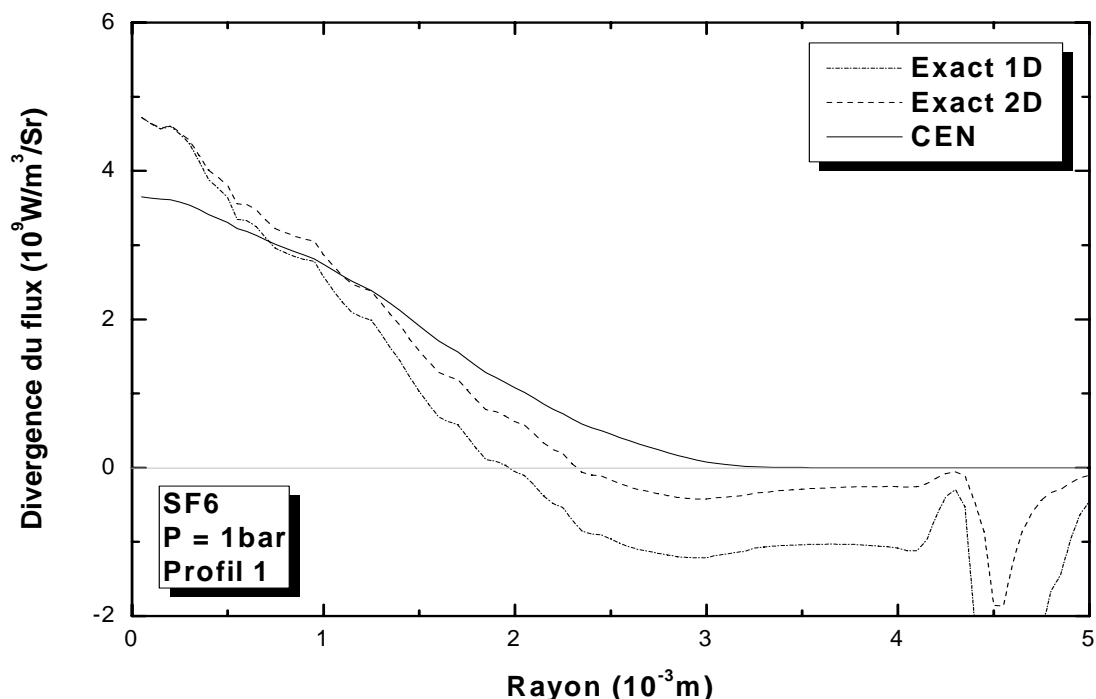
Pour la méthode du CEN, nous comparons uniquement la divergence du flux radiatif. En effet, cette méthode est basée sur une simplification géométrique et suppose un rayonnement émis de façon isotrope dans toutes les directions. Elle ne permet donc pas de déterminer le flux radiatif qui est une grandeur directionnelle. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, notre divergence du flux radiatif est symétrique à cause du profil de température choisi, son évolution sera donc présentée suivant le rayon.

Les *Figures IV.1a* et *IV.1b* comparent, pour les deux profils, la divergence du flux radiatif calculée selon la méthode du CEN avec celle obtenue par le calcul exact réalisé pour des configurations 1D et 2D. Sur ces figures, le rayon du plasma pour le CEN correspond au rayon pour lequel la température équivaut à 80% de la température maximale, soit $R_p = 1.8 \text{ mm}$ pour le profil 1 et $R_p = 1.2 \text{ mm}$ pour le profil 2. On constate que la divergence du flux radiatif est assez bien caractérisée par le CEN dans les régions chaudes du plasma. Pour une meilleure interprétation, nous avons découpé ces régions centrales émissives en deux parties:

- une première partie concerne le proche voisinage de l'axe: du centre jusqu'à $r \approx 1.2 \text{ mm}$ pour le profil 1 et jusqu'à $r \approx 0.7 \text{ mm}$ pour le profil 2.
- une deuxième partie concerne des régions intermédiaires entre $r \approx 1.2 \text{ mm}$ et 2.4 mm pour le profil 1 et entre $r \approx 0.7 \text{ mm}$ et 1.3 mm pour le profil 2.

Au proche voisinage de l'axe, on s'aperçoit que la divergence du flux radiatif calculée par le CEN est inférieure à celle du calcul exact tandis que dans les régions intermédiaires, on observe le phénomène inverse. En d'autre terme, le manque d'émission nette près de l'axe est compensé dans les régions intermédiaires. Il faut également signaler que la grandeur R_p est un paramètre ajustable en fonction des conditions. Définir R_p comme la distance par rapport à

l'axe pour laquelle la température maximale a diminué de 20% est arbitraire et résulte du fait que dans les modèles, l'influence de ce paramètre sur le calcul de la température axiale T_0 reste faible, à condition de ne pas prendre R_p très petit (inférieur à quelques dixièmes de mm) car la méthode perd de son sens.



Cette grandeur R_p correspond en fait à définir la région autour de l'axe où l'on peut considérer le plasma comme homogène. Un critère plus restrictif (90% de T_0 par exemple au lieu de 80%) conduirait à une valeur plus élevée du coefficient d'émission nette près de l'axe, et donc à un meilleur accord avec le calcul exact de la divergence du flux radiatif, comme nous le verrons en détail dans le paragraphe suivant sur l'influence de ce paramètre R_p . Cependant les erreurs dans les zones encore chaudes autour du cœur de l'arc seront plus fortes. Le compromis choisi semble convenable, dans la mesure où une variation d'un facteur 2 sur la divergence du flux radiatif au niveau l'axe, induit dans les modèles des variations de température axiale en général inférieures à 1000K, c'est-à-dire dans les marges d'incertitude des mesures de température [Ray-1].

Enfin, près des bords, le CEN est loin de la réalité physique puisqu'il ne calcule que l'émission du plasma corrigée de son autoabsorption et suppose par conséquent un plasma uniquement émissif, d'où une valeur toujours positive le long du rayon. Or le calcul exact sur la *Figure IV.1a* montre que la divergence du flux radiatif est négative près des bords où l'absorption l'emporte. La méthode du coefficient d'émission nette ne permet donc pas de déterminer l'absorption dans les régions entourant le cœur chaud de l'arc. Nous remarquons également que la divergence du flux radiatif obtenue par la méthode de CEN est d'autant plus précise quand le gradient de température est faible près de l'axe. C'est la raison pour laquelle les résultats sont meilleurs pour le profil 2 (*Figure 4.1b*) que pour le profil 1 (*Figure 4.1a*).

IV.1.2 – Influence du paramètre R_p

Dans ses travaux, **Raynal** [Ray-1] a montré qu'en présence d'un fort gradient de température, le choix du rayon fictif R_p devenait important dans le calcul du coefficient d'émission nette. Rappelons que ce paramètre correspond au rayon d'une sphère de plasma isotherme, équivalente en émission à un plasma réel. Dans les conditions réelles, la détermination de ce rayon est complexe puisqu'il dépend à la fois de la géométrie et du gradient de température dans le plasma: on rencontre souvent des géométries complexes telles que les disjoncteurs, ou des situations pour lesquelles le plasma lui-même est difficile à délimiter comme dans le cas d'un arc libre. Dans de tels cas, le choix du rayon s'avère difficile. Les *Figures IV.2a* et *IV.2b* représentent l'influence de ce paramètre sur le calcul de la divergence du flux radiatif, pour nos deux profils.

Sur ces deux figures, on s'aperçoit que le rayon joue notamment dans la partie centrale du plasma : le rayonnement augmente quand le rayon diminue pour le CEN. Cette remarque s'explique par la présence de l'épaisseur R_p du plasma dans le terme d'atténuation en exponentielle du CEN (II-10). Pour mieux voir l'influence de R_p sur la divergence du flux radiatif, considérons deux points A et B dans le plasma: A se trouve sur l'axe et B à une certaine distance r de l'axe, variant selon le profil choisi: $r = 1.5mm$ pour le profil 1 et $r = 1mm$ pour le profil 2. Selon le découpage en deux régions effectué précédemment, le point A

se trouve alors dans celle correspondant «au proche voisinage» de l'axe et le point B dans les «régions intermédiaires».

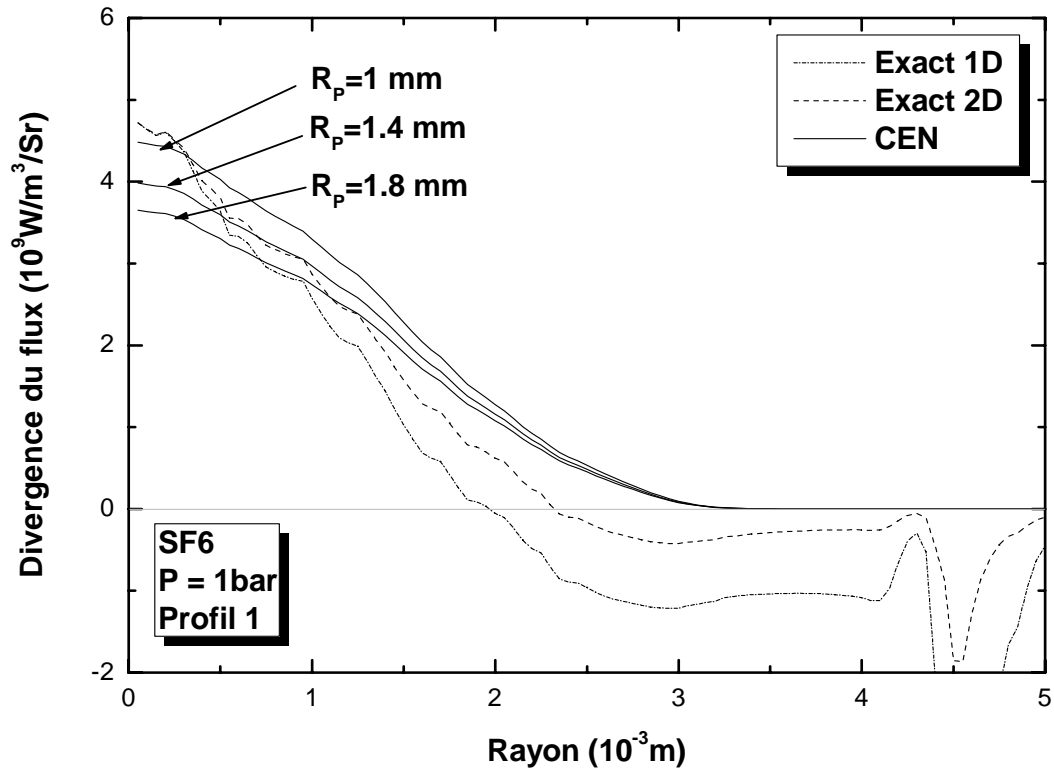


Figure IV.2a: Influence de R_p sur la divergence du flux radiatif obtenue à partir du CEN et du calcul exact (profil 1)

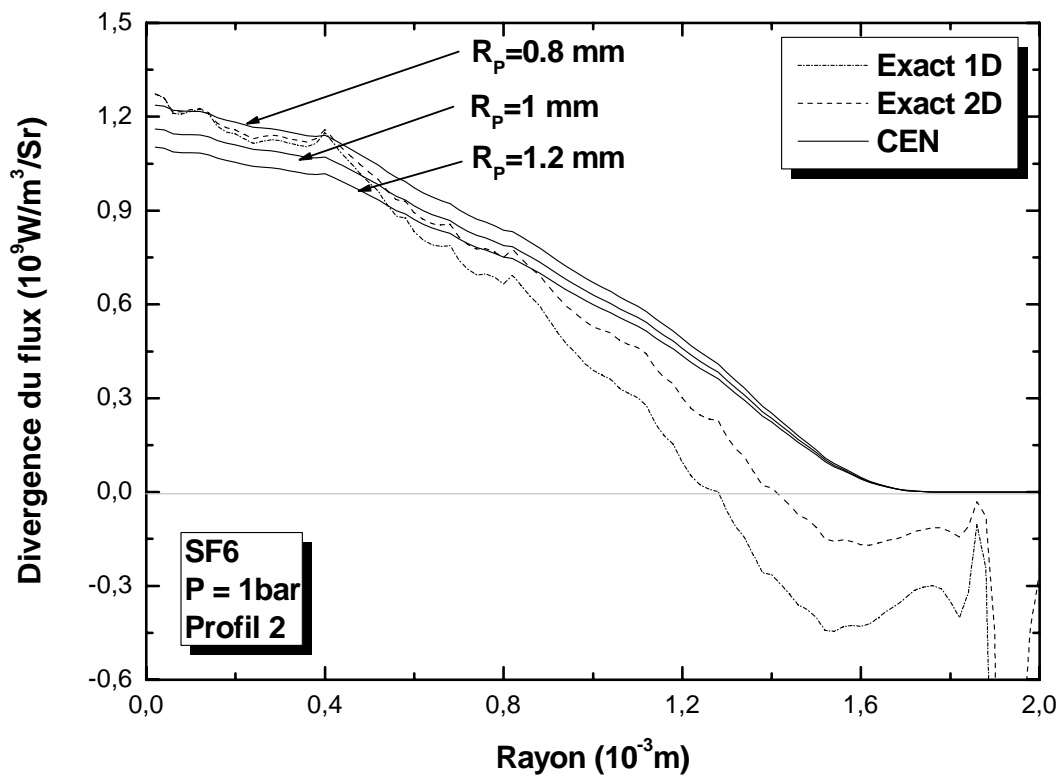


Figure IV.2b: Influence de R_p sur la divergence du flux radiatif obtenue à partir du CEN et du calcul exact (profil 2)

Les *tableaux IV.1a* et *IV.1b* présentent, pour les deux profils de température, la différence relative entre le CEN et le calcul exact en ces deux points. La différence est exprimée en pourcentage et présentée pour trois valeurs de R_p .

$R_p (10^{-3}m)$	Différence relative (%)	
	Point A	Point B
1	- 5	44
1.4	- 15	31
1.8	- 22	21

Tableau IV.1a: Différence relative entre le CEN et le calcul exact pour deux points du plasma (profil 1)

$R_p (10^{-3}m)$	Différence relative (%)	
	Point A	Point B
0.8	- 4	26
1	- 10	19
1.2	- 14	13

Tableau IV.1b: Différence relative entre le CEN et le calcul exact pour deux points du plasma (profil 2)

Ces tableaux montrent une amélioration de la précision près de l'axe lorsque R_p diminue, le phénomène inverse dans les régions intermédiaires, et peu d'influence près des bords où le calcul exact montre un plasma absorbant rendant le CEN peu significatif. Sur le *tableau IV.1a* relatif au profil 1 par exemple, l'utilisation d'un rayon de $1mm$ entraîne une erreur de -5% dans le centre et près de 44% dans les régions intermédiaires alors que pour $R_p=1,8mm$, cet écart est de l'ordre de 22% pour les deux régions étudiées. Entre $R_p=1mm$ et $R_p=1,8mm$, R_p est presque multiplié par deux alors que la différence entre le calcul exact et le CEN reste acceptable dans les régions centrales. Cette remarque reste valable pour le profil 2.

Comme indiqué précédemment, le rayon du plasma reste difficile à déterminer mais son choix n'est cependant pas crucial. **Aubrecht** [Aub-4] montre dans ses travaux que, bien que la détermination du rayon reste complexe, la précision sur le CEN est suffisante pour déterminer assez correctement le champ de température près de l'axe. En outre, dans bon nombre d'applications, le rayonnement est seulement considéré comme une perte d'énergie qui n'influe pas ou peu sur l'équation de conservation de l'énergie des modèles numériques. Dans de tels cas, le CEN est alors une bonne approche de par sa simplicité de calcul et sa relative validité pour représenter les pertes radiatives dans les régions chaudes.

IV.1.3 – Influence de la pression

Ce paragraphe étudie l'influence de la pression sur le calcul de la divergence du flux radiatif. La *Figure IV.3* compare les résultats obtenus à partir du CEN et du calcul exact pour une configuration 2D, le profil 1, $R_p=1.8 mm$ et des pressions de 4, 8 et 16 bar.

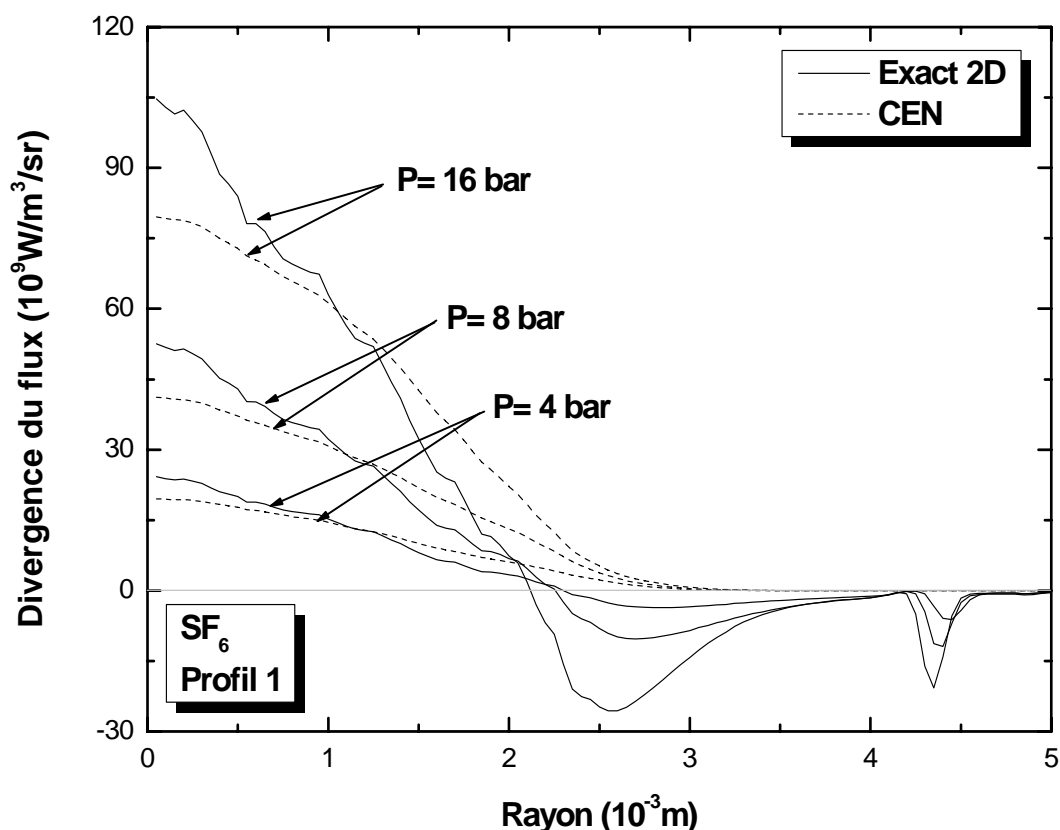


Figure IV.3: Divergence du flux radiatif obtenu à partir du CEN et du calcul exact pour trois valeurs de pression (profil 1)

Sur cette figure, on peut voir l'effet classique de la pression sur le rayonnement: le rayonnement net augmente avec la pression. En effet, les densités de particules augmentent avec la pression, ce qui conduit à une augmentation évidente de l'émissivité. Il est vrai que le nombre de particules absorbantes augmente également, mais tant que la pression n'est pas très élevée, l'effet global d'absorption est moins marqué que l'effet d'émission.

Pour vérifier la validité du CEN à haute pression, le *tableau IV.2* montre uniquement la différence relative entre le calcul exact et le CEN sur l'axe pour les trois pressions. On constate alors que la pression est un paramètre peu influent sur la différence. Elle est de 19% à 4 bars et de 24% à 16 bars alors que la pression a été multipliée par 4. Malgré l'approximation importante sur laquelle est basée le CEN, nous pouvons tout de même conclure que cette méthode est valable autant à haute pression qu'à basse pression avec une précision de calcul peu sensible à la pression.

Pression (bar)	4	8	16
Différence relative (%)	19	21	24

Tableau IV.2: Différence relative entre le CEN et le calcul exact sur l'axe du plasma en fonction de la pression, profil 1

IV.2 – ETUDE DES COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION

L'utilisation des CMA dans les modèles permet de mieux définir le rôle du rayonnement dans les régions froides de l'arc. Dans cette partie nous comparons la divergence du flux radiatif et la luminance calculés à partir du calcul exact et des CMA. Pour les CMA, la résolution de l'équation du transfert radiatif s'effectue de façon similaire à celle présentée dans le *chapitre III* (§III-1). Au lieu de considérer les 286802 longueurs d'onde définies dans le *chapitre I*, la résolution se fait ici sur les 7 intervalles spectraux que nous appelons aussi bandes spectrales et définis dans le *tableau II.1* du *chapitre II*. Dans un premier temps, nous présentons les résultats obtenus à partir des moyennes de Planck et de Rosseland, puis nous discutons de l'amélioration des CMA en introduisant la moyenne naturelle. Rappelons que la moyenne naturelle ne sera utilisée que pour traiter l'absorption, c'est-à-dire pour des températures faibles. Quant aux comparaisons, elles seront réalisées sur une configuration 2D pour la divergence du flux radiatif et suivant la direction D1 définie dans le chapitre précédent pour la luminance (dans la section médiane et suivant le diamètre).

IV.2.1 – Moyenne de Planck

IV.2.1.1 – *Comparaison de la divergence du flux radiatif*

La moyenne de Planck est assez largement utilisée dans les plasmas thermiques, à condition que l'autoabsorption des raies soit prise en compte avant de faire l'intégrale qui définit la moyenne. La *Figure IV.4* compare, pour le profil 1, la divergence du flux radiatif calculée par le calcul exact et à partir des CMA déduits de la moyenne de Planck. Nous traçons également sur cette figure le CEN correspondant. La moyenne de Planck et le CEN dépendant de l'épaisseur du plasma pour tenir compte de l'autoabsorption des raies, nous avons choisi de comparer les deux méthodes pour la même valeur de R_p et le même profil, à savoir $R_p = 1.8mm$ et le profil 1.

Dans la partie centrale du plasma, la *Figure IV.4* montre une bonne cohérence entre les valeurs obtenues avec les CMA et le CEN. Dans cette région, la moyenne de Planck détermine le rayonnement avec la même précision que le CEN alors qu'elle met clairement en évidence son avantage près des bords puisqu'elle permet d'y décrire l'absorption contrairement au CEN. Dans le paragraphe §III.2.2, nous avons mentionné que l'absorption se faisait à deux niveaux: une absorption par les atomes entre $r \approx 2,3mm$ et $r \approx 4,2mm$, et une absorption par les molécules représentative du pic aux environs de $4,5 mm$ pour le profil 1. A partir des résultats de la *Figure IV.4*, nous constatons que la moyenne de Planck traite assez correctement ce pic d'absorption par les molécules mais ne permet pas de caractériser l'absorption relative aux atomes.

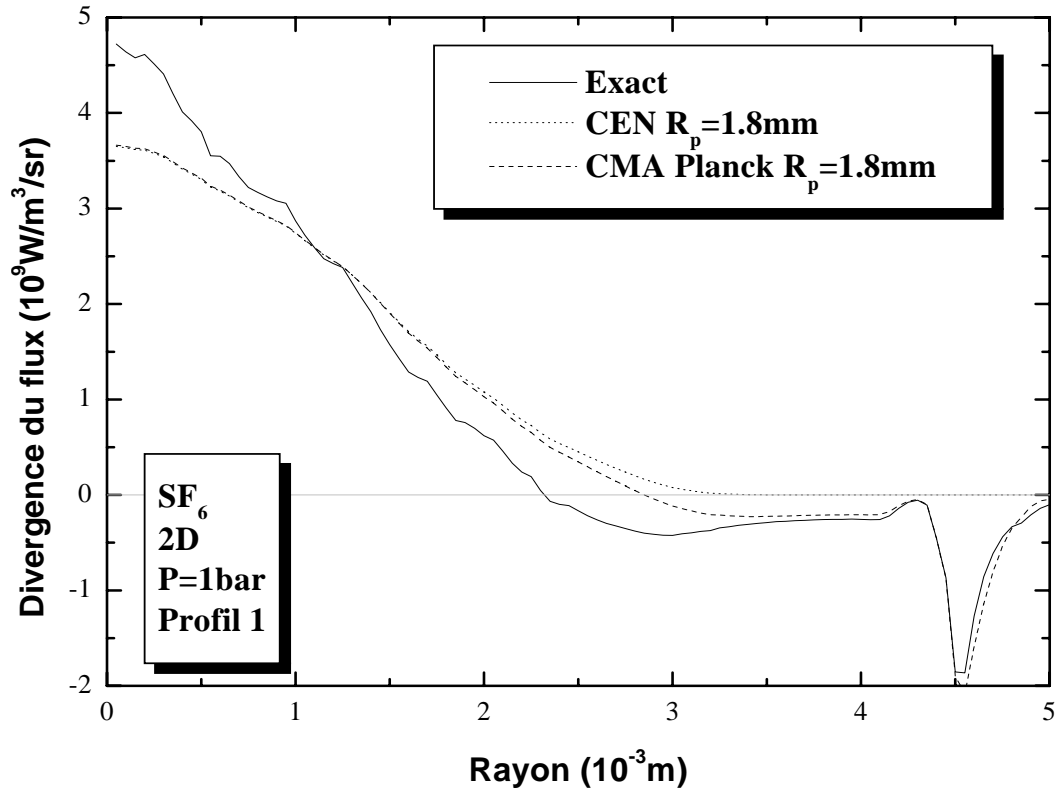


Figure IV.4: Comparaison de la divergence du flux radiatif obtenue à partir du CEN, des CMA Planck et du calcul exact (profil 1)

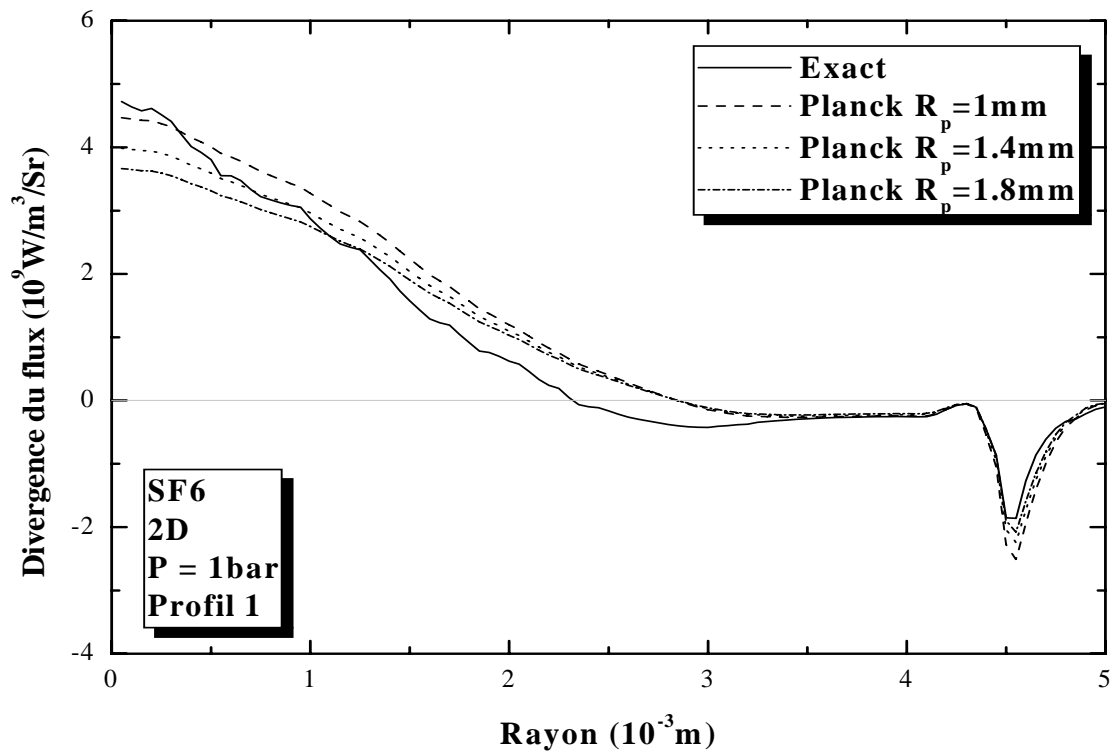


Figure IV.5a: Influence de R_p sur la divergence du flux radiatif obtenue à partir des CMA Planck et du calcul exact (pour le profil 1)

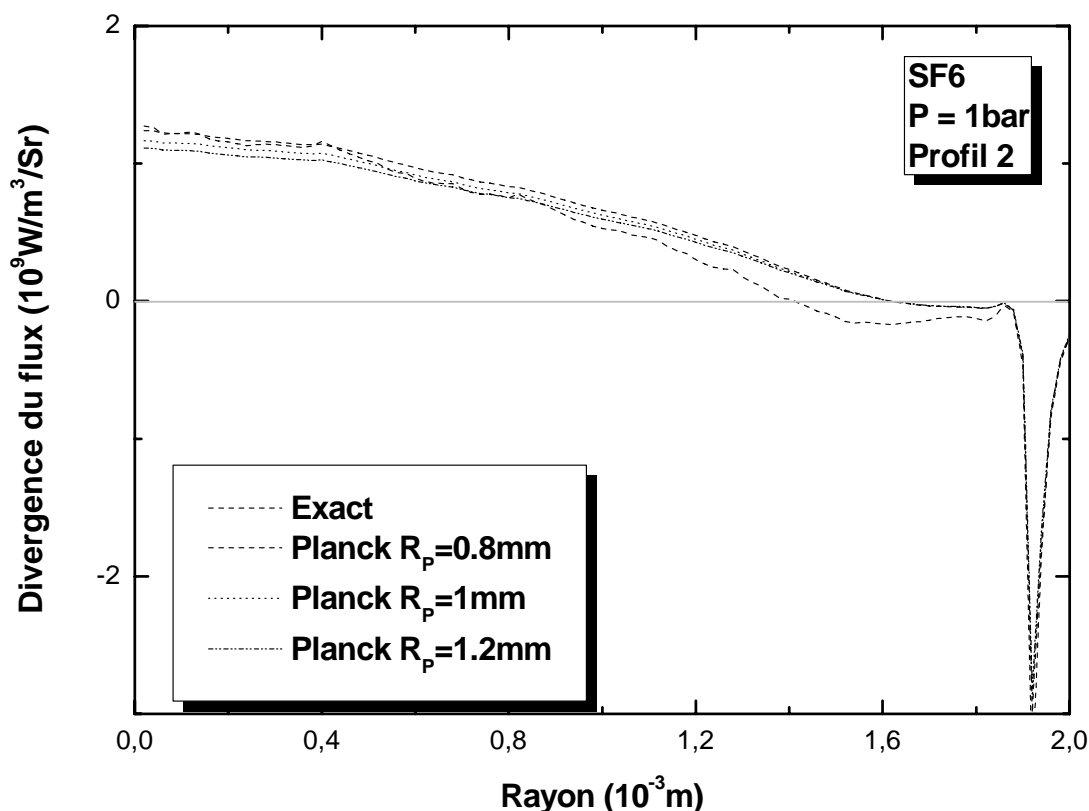


Figure IV.5b: Influence de R_p sur la divergence du flux radiatif obtenue à partir des CMA Planck et du calcul exact (pour le profil 2)

Comme dans le cas du CEN, nous présentons sur les *Figures IV.5a* et *IV.5b* l'influence du paramètre R_p sur la divergence du flux radiatif obtenue à partir des CMA. Pour les deux profils, on constate que ce paramètre joue principalement dans la partie centrale de l'arc et peu sur les bords: l'autoabsorption varie avec l'épaisseur R_p du plasma de façon analogue à ce que nous avons observé et commenté pour le CEN. On remarque également la même contrainte que pour le CEN : plus on se rapproche du calcul exact dans la partie centrale, plus on perd de la précision dans les régions intermédiaires. Malgré l'utilisation de différentes valeurs du rayon R_p , les CMA ne permettent pas de caractériser correctement l'absorption par les atomes. Comme pour le CEN, l'influence du rayon R_p n'est pas déterminante pour le calcul de la divergence du flux radiatif.

IV.2.1.2 – Comparaison des luminances

Dans de nombreuses applications, il est nécessaire de connaître non seulement la divergence du flux radiatif mais aussi la quantité d'énergie rayonnée sortant du milieu. Cette énergie est importante puisqu'elle est à l'origine de l'interaction entre l'arc et les parois (ou les électrodes). Dans les disjoncteurs par exemple, l'énergie déposée sur les parois est responsable de leur érosion et en partie responsable de la montée en pression dans l'enceinte. Nous avons comparé sur les *Figures IV.6a* et *IV.6b* les luminances pour les deux profils de température et trois valeurs du rayon.

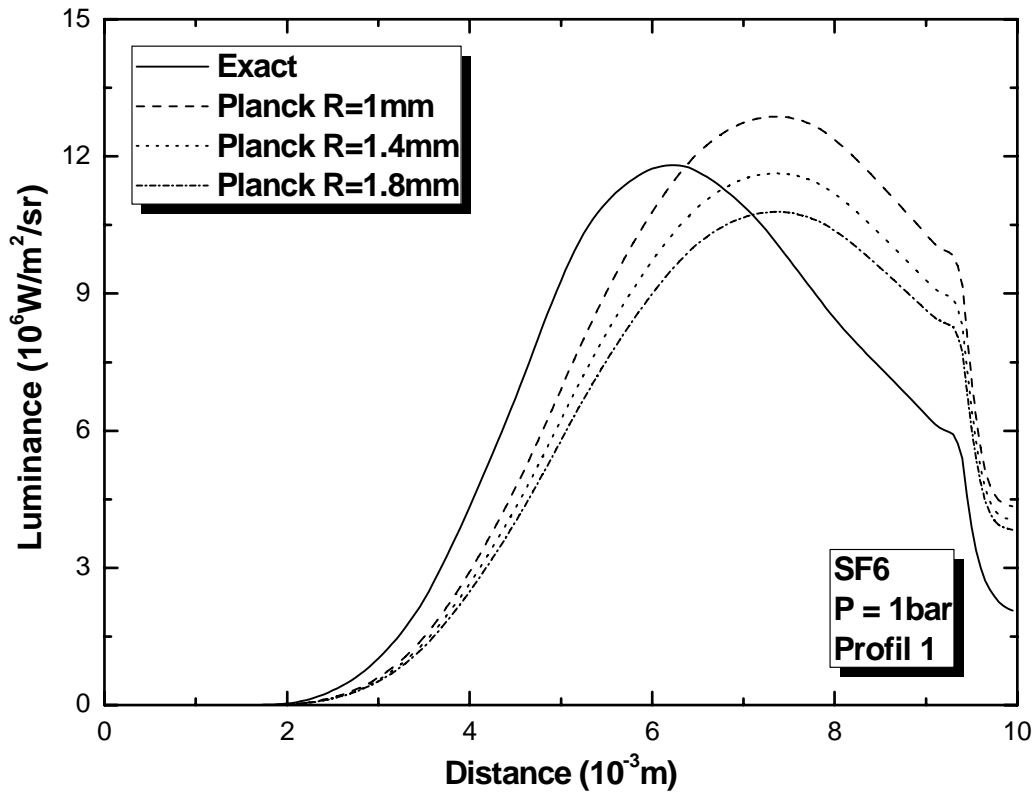


Figure IV.6a: Influence de R_p sur la luminance obtenue à partir des CMA Planck et du calcul exact (pour le profil 1)

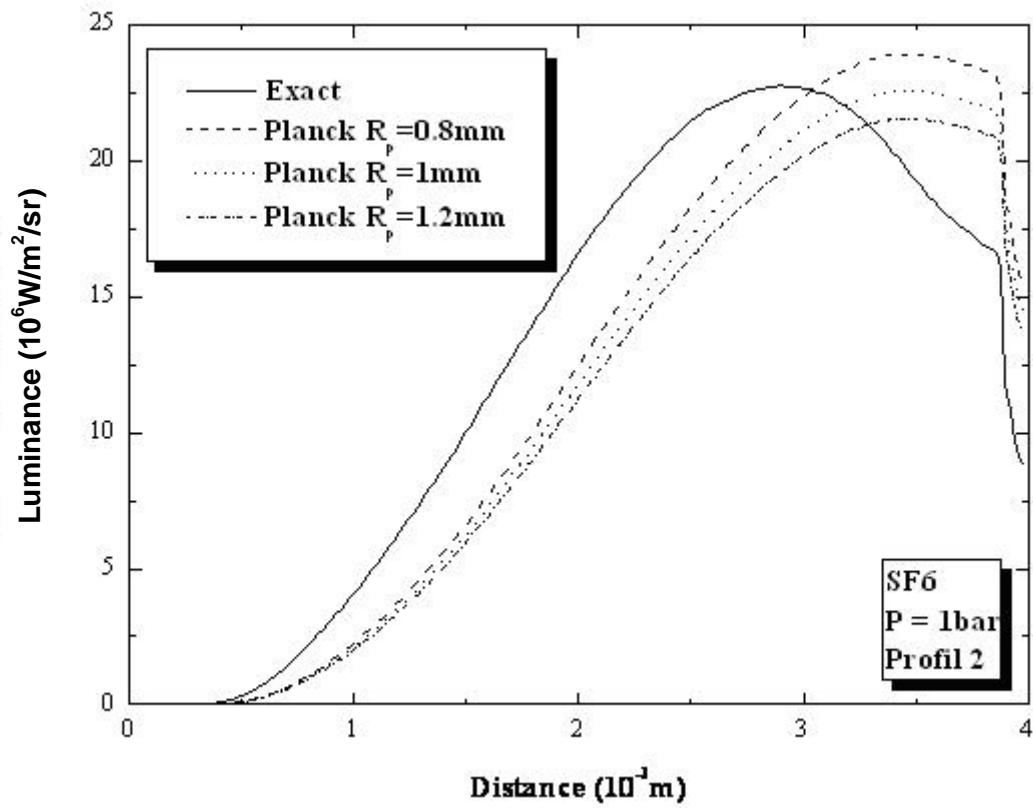


Figure IV.6b: Influence de R_p sur la luminance obtenue à partir des CMA Planck et du calcul exact (pour le profil 2)

La quantité d'énergie rayonnée sortante correspond à la luminance à l'abscisse $x=10\text{mm}$ pour le profil 1 et $x=4\text{mm}$ pour le profil 2. Ces résultats montrent que les CMA ne permettent pas de reconstituer la distribution du flux radiatif à l'intérieur de l'arc. Même si l'allure générale est conservée, on observe néanmoins un décalage du maximum entre les deux types de calcul alors que la différence entre les amplitudes de ce maximum reste acceptable comme le montre la deuxième colonne (point C) des *tableaux IV.3a* et *IV.3b*. Ces deux tableaux présentent la différence relative entre les deux types de calcul et pour deux points du plasma: le point C correspondant à la position de la luminance maximale (qui varie suivant le type de calcul) et le point D situé sur le bord.

Rayon (10^{-3}m)	Différence relative (%)	
	Point C	Point D
1	8	110
1.4	- 1	96
1.8	- 8	85

Tableau IV.3a: Différence relative sur la luminance obtenue à partir des CMA (moyenne de Planck) et du calcul exact pour deux points du plasma et le profil 1

Rayon (10^{-3}m)	Différence relative (%)	
	Point C	Point D
0.8	5	76
1	-0.8	64
1.2	-5	56

Tableau IV.3b: Différence relative sur la luminance obtenue à partir des CMA (moyenne de Planck) et du calcul exact pour deux points du plasma et le profil 2

Concernant l'absorption, les résultats obtenus par le calcul exact montrent une absorption plus marquée par rapport à ceux déduits des CMA. En effet, alors que l'on observe une forte absorption due aux molécules près des bords, on constate sur la *Figure IV.6b* que les CMA sous-estiment l'absorption des atomes avec une luminance quasi-constante après le maximum contrairement au calcul exact. A partir de la dernière colonne des *tableaux IV.3a* et *IV.3b*, on remarque également que la moyenne de Planck tend à surestimer la quantité d'énergie sortant. Enfin, on notera que le paramètre R_p influe peu sur cette quantité d'énergie sortante. Ces résultats montrent que nous n'obtenons pas un aussi bon accord sur le calcul de la luminance que celui obtenu dans le cas de la divergence du flux radiatif. L'utilisation des CMA ne permet donc pas de traduire correctement l'absorption dans le plasma et tend à sous-estimer l'émission qui se fait à plus haute température.

IV.2.1.3 – Etude par intervalle spectral de la moyenne de Planck

Pour analyser cette incohérence sur la luminance, nous étudions dans cette partie la contribution et le comportement de chacun des 7 intervalles.

Afin de mieux comprendre l'origine de ces différences, il est nécessaire de connaître l'évolution des espèces majeures responsables de l'émission dans notre plasma. A haute température, la contribution des raies atomiques dans le rayonnement est importante. Pour des températures comprises entre 4000K et 20000K, ces raies proviennent principalement des espèces atomiques neutres ou une fois ionisées. Nous présentons alors, dans la *Figure IV.7*, la densité de SI, SII, SIII, FI, FII et FIII pour cette gamme de température. Plus la température augmente, plus les atomes sont ionisés: la densité des atomes neutres diminue quand la température augmente pour laisser place aux ions. Ainsi, on remarque que le fluor neutre FI est l'espèce majoritaire jusqu'à 17000 K, température au dessus de laquelle l'espèce FII devient à son tour prédominante. Parmi les autres espèces SI, SII, SIII et FIII, la densité de SI reste supérieure aux trois autres jusqu'à 11000K, puis c'est au tour de SII jusqu'à 15000K, les espèces deux fois ionisées SIII et FIII restant en faible quantité dans cette gamme de température. Pour étudier la contribution sur le transfert radiatif de chacun des CMA définis pour les 7 intervalles, nous prenons comme référence les résultats présentés sur les *Figures IV.8a* et *IV.8b* qui représentent le calcul exact des luminances obtenues sur ces mêmes intervalles pour les deux profils étudiés.

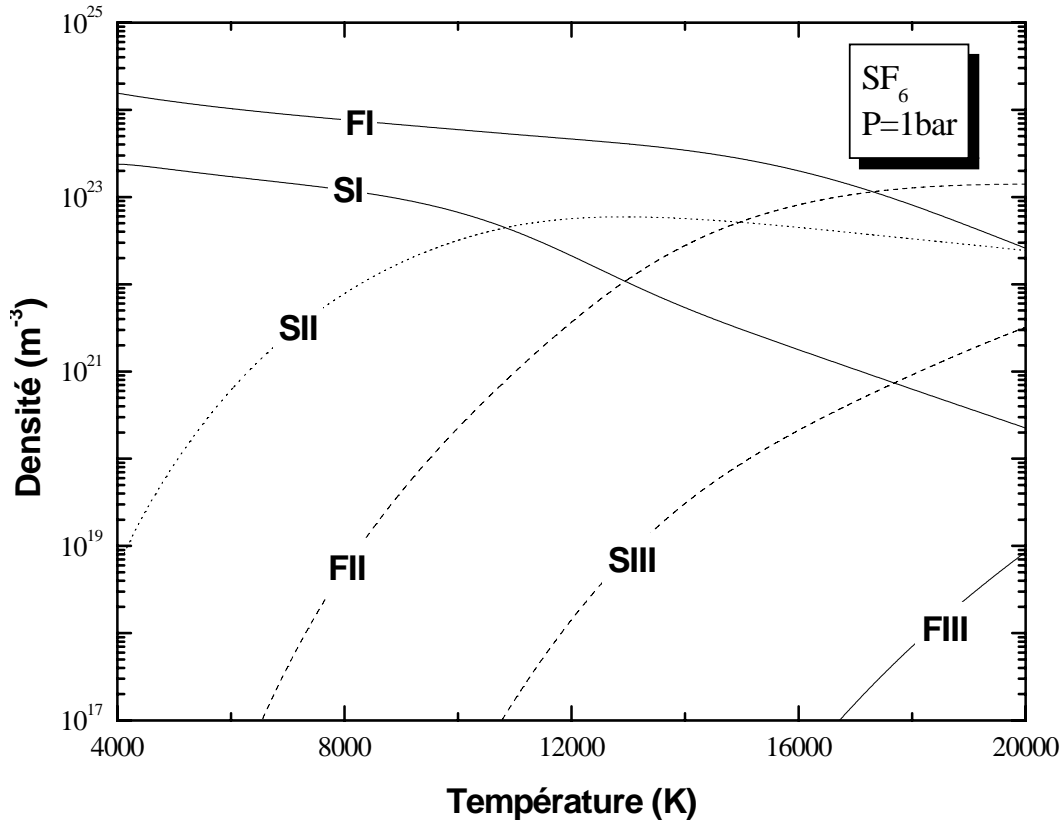


Figure IV.7: Densité de quelques espèces atomiques à la pression atmosphérique

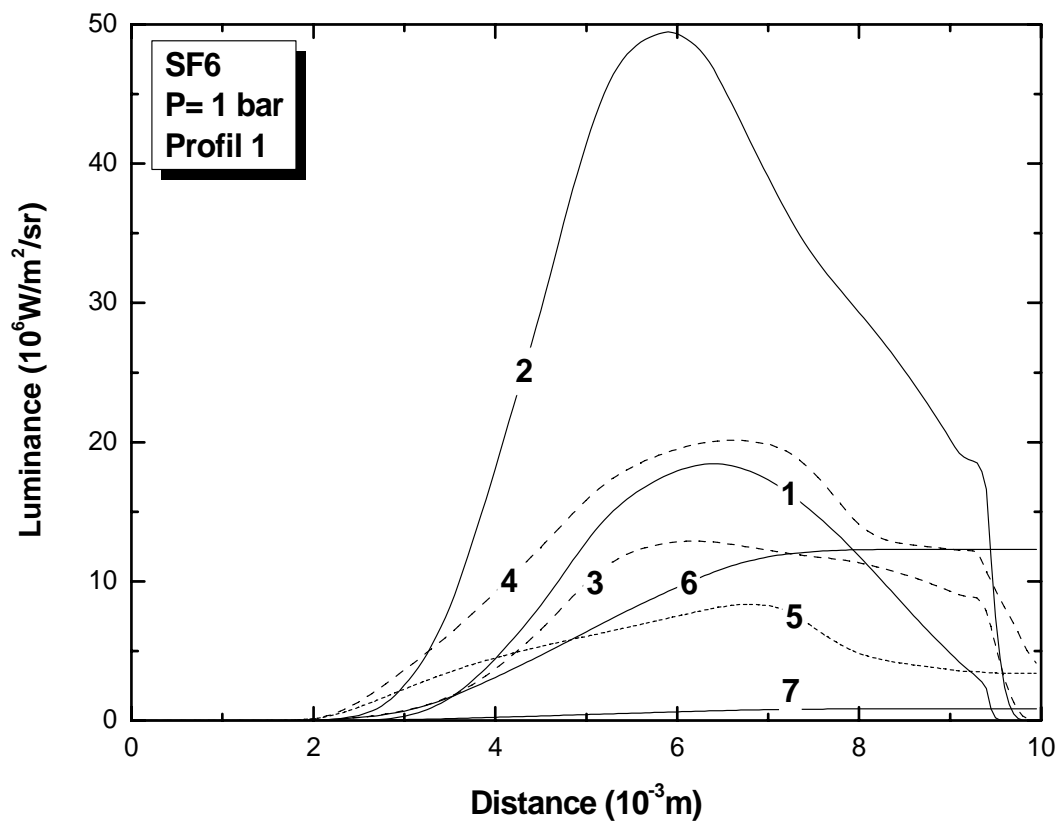


Figure IV.8a: Contributions des intervalles spectraux obtenues par le calcul exact (profil 1)

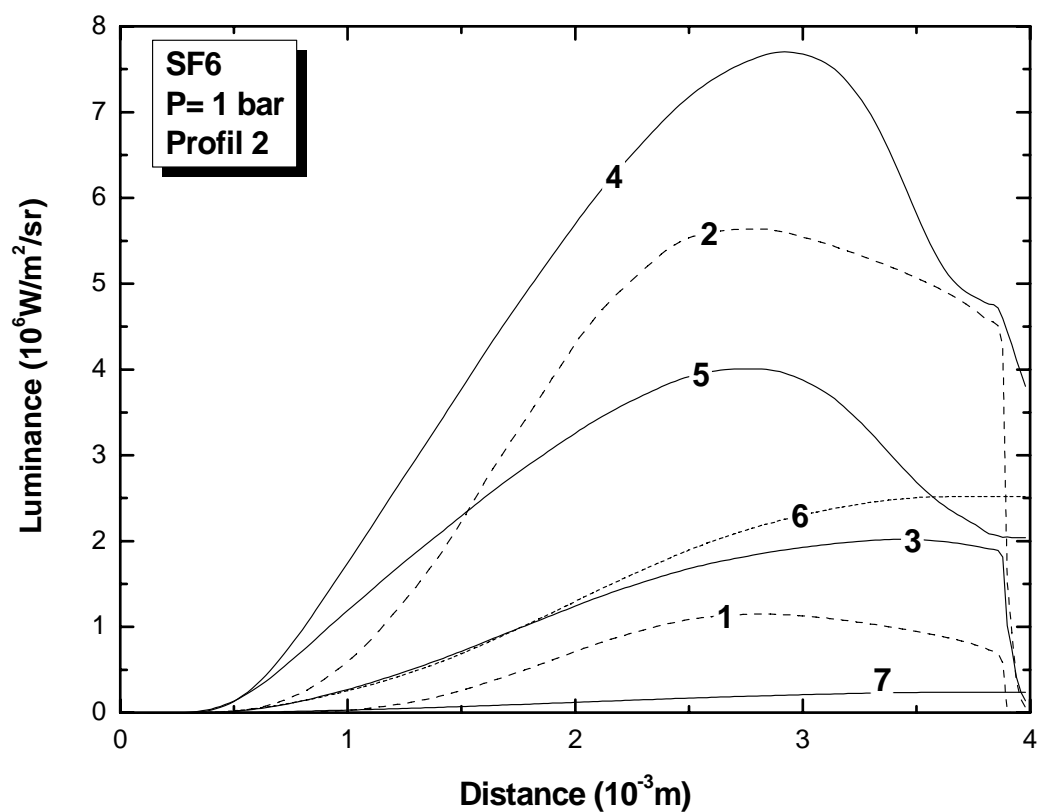


Figure IV.8b: Contributions des intervalles spectraux obtenues par le calcul exact (profil 2)

Nous proposons ici d'étudier le comportement de chacune des 7 contributions obtenues par le calcul exact et de comparer ces résultats à ceux déduits des CMA pour les mêmes intervalles.

- Bande 1: rappelons que cette bande correspond aux hautes énergies et contient principalement les raies de FII. Comme le montre la *Figure IV.7*, la densité de cette espèce n'est dominante qu'au-delà de $17000K$. Pour le profil 1, son émission est faible pour $x < 3mm$ (*Figure IV.8a*) qui correspond à des températures inférieures à $15000K$, température pour laquelle l'espèce FII est peu importante. Les valeurs obtenues présentent également une forte montée en émission dans les régions près de l'axe qui correspondent à des températures supérieures à $17000K$. Pour le profil 2, la température maximale observée est de $15000K$ et la contribution de la bande 1 reste faible.

- Bandes 2 et 3: on remarque que les comportements des bandes 2 et 3 sont peu différents et cela pour les deux profils. Ces intervalles contiennent des raies de FI mais surtout celles de SII. Comme on peut voir sur la *Figure IV.6*, la densité de SII est importante à partir de $11000K$. On observe la montée de leur émission à partir de cette température ($x = 2.5mm$ pour le profil 1 et $x = 0.7mm$ pour le profil 2). Une forte montée en émission est également présente près de l'axe pour la bande 2. Pour le profil 1, la bande 2 est la plus énergétique.

- Bandes 4 et 5: les bandes 4 et 5 ont également des comportements analogues. Elles contiennent principalement des raies de SI auxquelles s'ajoutent quelques raies de SII pour la bande 4. L'émission la plus importante est obtenue pour le profil 2 avec la bande 4 et pour le profil 1 avec la bande 2, phénomène qui s'explique par une importante densité de SI en dessous de $15000K$. Cette remarque est également valable entre $x = 2mm$ et $x = 3.2 mm$ (c'est-à-dire pour des températures entre $10000K$ et $16000K$) où l'émission de la bande 4 est supérieure à celle de la bande 2 avant que la tendance ne s'inverse (cf *Figure IV.8a*).

- Bandes 6 et 7: ces deux bandes correspondent aux basses énergies. Elles englobent le rayonnement visible et infrarouge et contiennent principalement des raies de soufre SI, SII et des raies de FI. La bande 7 correspond plus particulièrement à l'IR lointain pour lequel la contribution des raies reste faible. On constate que la luminance liée à ces deux bandes augmente lentement et ne subit que très peu d'absorption dans le plasma. On peut donc conclure que les bandes 6 et 7 constituent une part importante de la quantité d'énergie finale sortante.

En regardant l'absorption de toutes les bandes, on note que les bandes 1, 2 et 3 sont totalement absorbées (*Figures IV.8a* et *IV.8b*) conformément aux observations faites par **Sasanuma et al** [Sas-1][Sas-2]: les rayonnements à haute énergie sont fortement absorbés par le gaz froid entourant l'arc. Très énergétiques, ces bandes ne contribuent donc pas au flux d'énergie sortant mais participent surtout à la distribution de l'énergie dans le plasma. Ce sont donc les 4 bandes restantes qui contribuent à la quantité d'énergie sortant. On notera également que l'évolution de ces bandes dépend non seulement de la densité des espèces mais aussi de la variation de la fonction de Planck dans chaque intervalle.

Nous allons maintenant comparer la contribution de chaque intervalle spectral à la luminance calculée à partir des CMA. Les *Figures IV.9a* et *IV.9b* représentent la contribution de chacune de ces bandes pour les deux profils. Comme la moyenne de Planck dépend de l'épaisseur du plasma, nous avons gardé $R_p=1.8mm$ pour le profil 1 et $R_p=1.2mm$ pour le profil 2. En comparant les contributions des bandes du CMA avec le calcul exact, on constate les points suivants :

- avec l'utilisation des coefficients moyens, le maximum se décale pour toutes les bandes ce qui ne permet pas d'attribuer ce phénomène à une bande en particulier. Pour le profil 2 et concernant la bande 4 par exemple: la luminance obtenue par le calcul exact augmente à partir de $x=0.7mm$ tandis que ce phénomène commence aux environs de $x=1.1mm$ pour les CMA. Cela provoque un décalage au niveau de l'évolution de la luminance et donc aussi sur son maximum.

- en dehors de ce décalage, on peut dire que les CMA définissent assez correctement le rayonnement pour 5 bandes en particulier: les trois premières et les bandes 6 et 7. Bien qu'elles ne permettent pas de reconstruire la distribution du flux dans le plasma, les bandes 1, 2 et 3 sont aussi fortement absorbées que ce soit avec les CMA ou le calcul exact. Les bandes 6 et 7 sont également bien traitées par les CMA, le flux sortant de ces bandes étant conservé.

- pour les bandes 4 et 5, l'estimation de la luminance à partir des CMA n'est pas satisfaisante comparée au calcul exact. En effet, celles-ci ne subissent qu'une très faible absorption et surestiment donc le rayonnement sortant. Par exemple, la bande 5 présente une forte montée en émission avec le calcul exact et devance même la contribution de la bande 2 entre $x=0.7mm$ et $x=1.5mm$ (c'est-à-dire pour des températures entre $11000K$ et $14500K$) pour le profil 2. Cet effet n'est pas pris en compte lors de l'utilisation des CMA. Nous pensons que cette différence vient probablement du traitement des raies de résonances des particules neutres en quantité importantes dans ces deux bandes. Lors de la discussion sur les améliorations possibles pour traiter au mieux la luminance à partir des CMA (§IV.3), nous reviendrons principalement sur ces 2 bandes.

IV.2.2 – Moyenne de Rosseland

Cette moyenne présente un grand intérêt dans notre étude puisqu'elle ne dépend pas de l'épaisseur du plasma contrairement à la moyenne de Planck. Rappelons que même si ce paramètre n'est pas décisif, sa détermination reste compliquée. Cette moyenne s'avère plus précise pour des plasmas optiquement épais et des valeurs du coefficient moyen d'absorption élevées [Sam-1]. Nous avons vu dans le *chapitre II* que la définition de la moyenne de Rosseland avait tendance à sous-estimer la valeur moyenne du coefficient total d'absorption comparé à la moyenne de Planck. Nous allons donc étudier dans ce paragraphe son influence sur le calcul du rayonnement. Tout comme la moyenne de Planck, les comparaisons porteront sur la luminance et la divergence du flux radiatif.

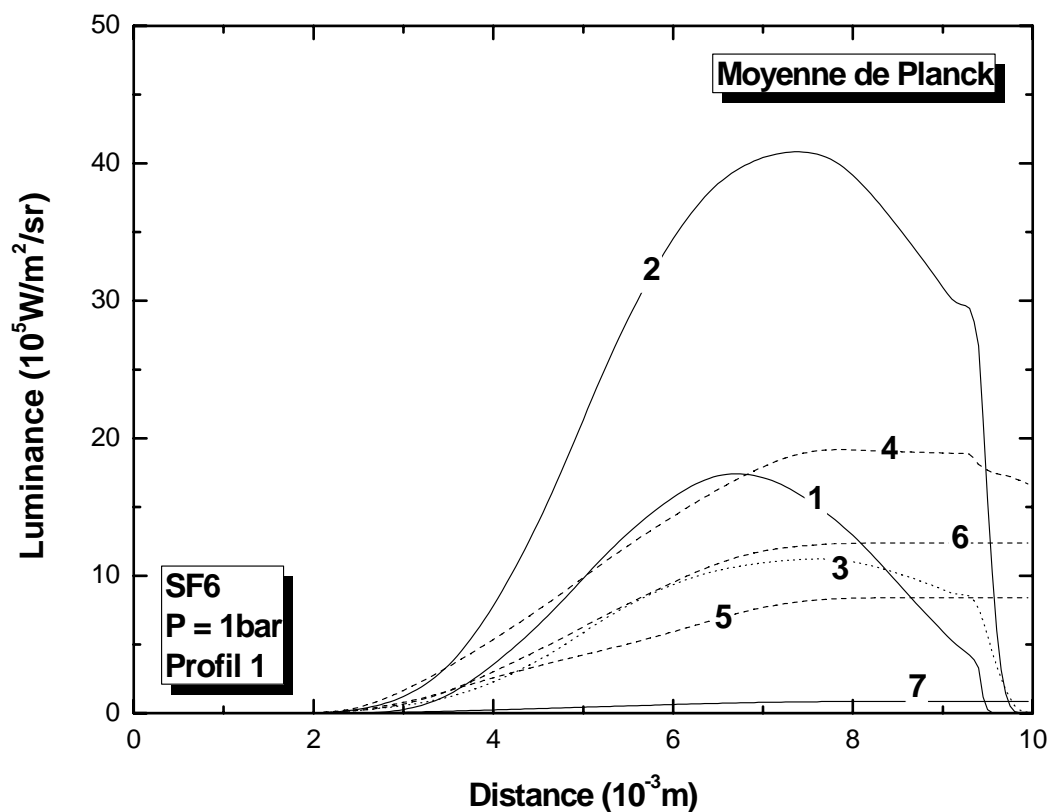


Figure IV.9a: Contributions des intervalles spectraux obtenues à partir des CMA Planck (profil 1)

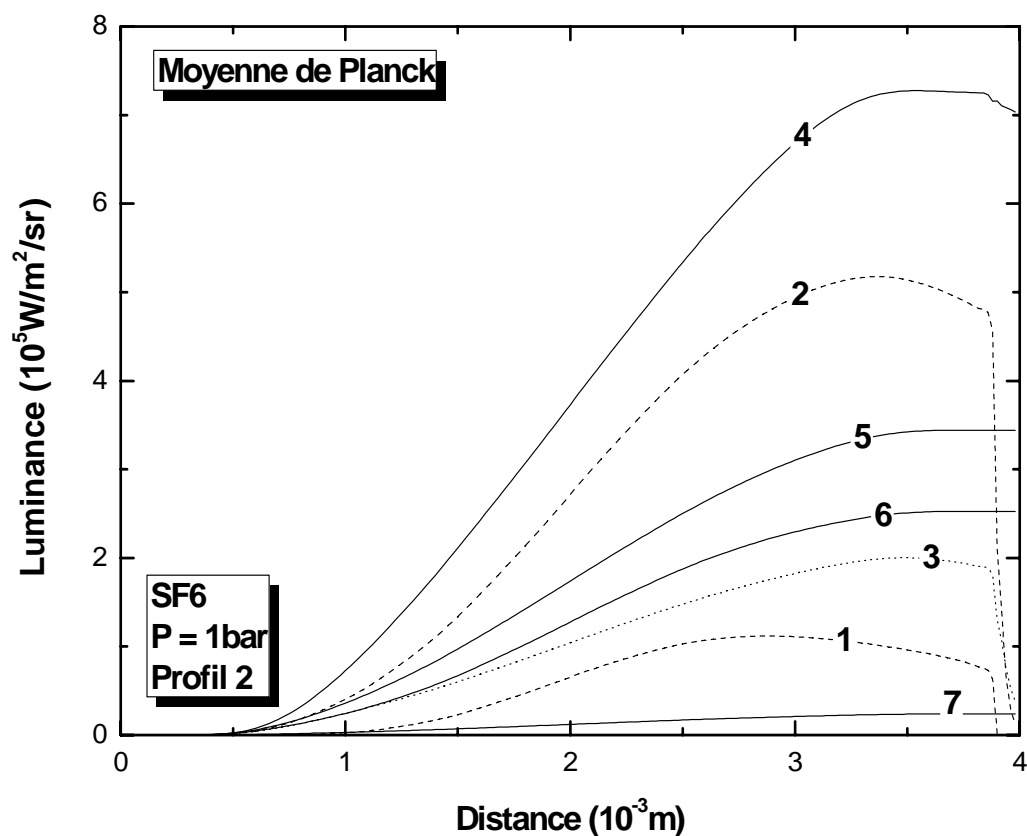


Figure IV.9b: Contributions des intervalles spectraux obtenues à partir des CMA Planck (profil 2)

IV.2.2.1 – Comparaison de la divergence du flux radiatif

Les *Figures IV.10a* et *IV.10b* comparent pour les deux profils la divergence du flux radiatif calculée par la moyenne de Rosseland et par le calcul exact. Ces deux figures mettent en évidence la sous-évaluation du rayonnement par l'utilisation de cette moyenne puisque l'on observe moins d'émission dans la partie centrale (-82 % pour le profil 1 et -72 % pour le profil 2 par rapport au calcul exact), ceci ayant pour conséquence une sous-estimation de l'absorption près des bords. En effet, cette méthode ne permet pas de reconstruire correctement l'absorption dans ces régions périphériques puisque l'absorption due aux atomes n'est pas visible et que le pic d'absorption par les molécules est sous-évalué. Nous en concluons que la moyenne de Rosseland est inappropriée pour le calcul de la divergence du flux radiatif.

IV.2.2.2 – Comparaison des luminances

Les *Figures IV.11a* et *IV.11b* comparent les luminances obtenues à partir de la moyenne de Rosseland et du calcul exact dans le cas des deux profils étudiés. Ces figures montrent non seulement un écart considérable entre les deux types de calcul mais aussi un décalage au niveau du maximum vers les basses températures dans le cas de la moyenne de Rosseland.

IV.2.2.3 – Etude par intervalle spectral de la moyenne de Rosseland

Pour approfondir notre étude sur la moyenne de Rosseland, nous présentons sur les *Figures IV.12a* et *IV.12b* la contribution de chacune des bandes des CMA. Ces résultats montrent que les contributions de toutes les bandes sont sous-évaluées et que les maxima sont décalés.

Pour la bande 1, la différence reste acceptable, la moyenne décrivant l'absorption assez correctement. Rappelons que cette bande est comprise entre $4,21.10^{15}$ Hz et $9,99.10^{15}$ Hz et qu'elle est par conséquent caractérisée par une forte absorption du continuum ainsi qu'une présence relativement faible des raies notamment à 10000K (cf *Figures I.5a* et *I.5b*).

Pour les bandes 2 et 3, la moyenne traite correctement la forte absorption près des bords. Par contre, la différence est très marquée pour les bandes 4 et 5. Nous avons donc tracé sur la *Figure IV.13* le spectre d'absorption de SF₆ obtenu pour 10000 K et la bande 4, et nous l'avons comparé aux valeurs du CMA calculées à partir des deux moyennes. Cette figure met bien en évidence l'erreur commise avec la moyenne de Rosseland qui vient probablement du traitement des raies intenses (principalement de résonance) du soufre neutre SI.

Pour la bande 5, l'absorption est totalement sous-estimée puisque cette bande ne subit pas d'absorption avec les CMA Rosseland contrairement aux résultats du calcul exact.

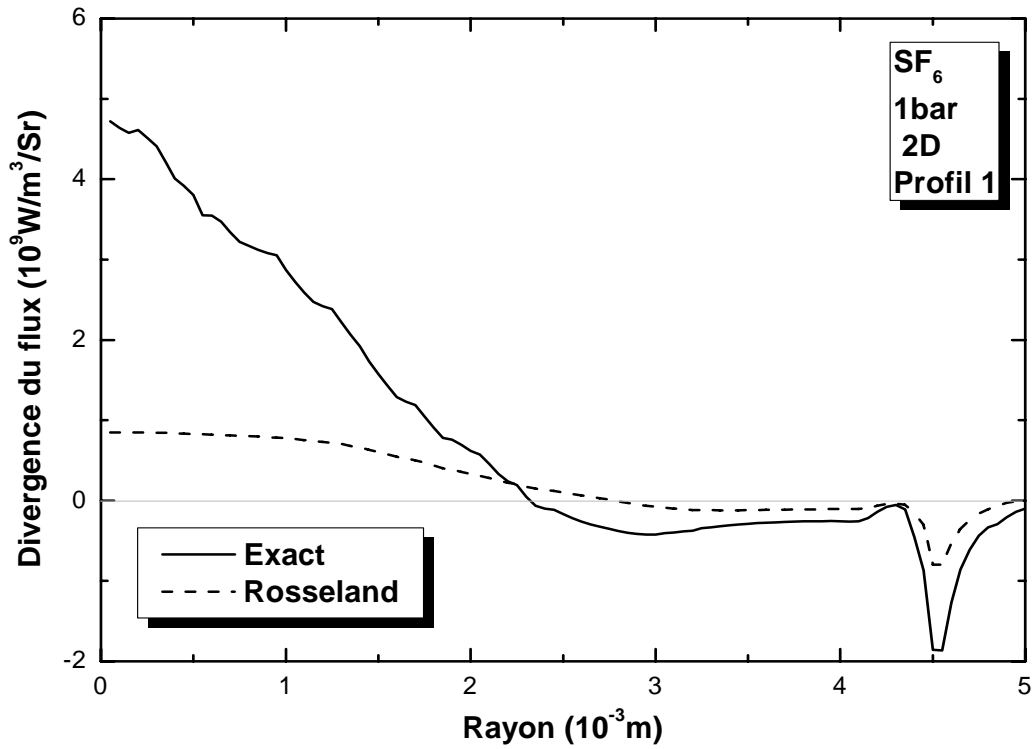


Figure IV.10a: Comparaison de la divergence du flux radiatif obtenue à partir des CMA Rosseland et du calcul exact (profil 1)

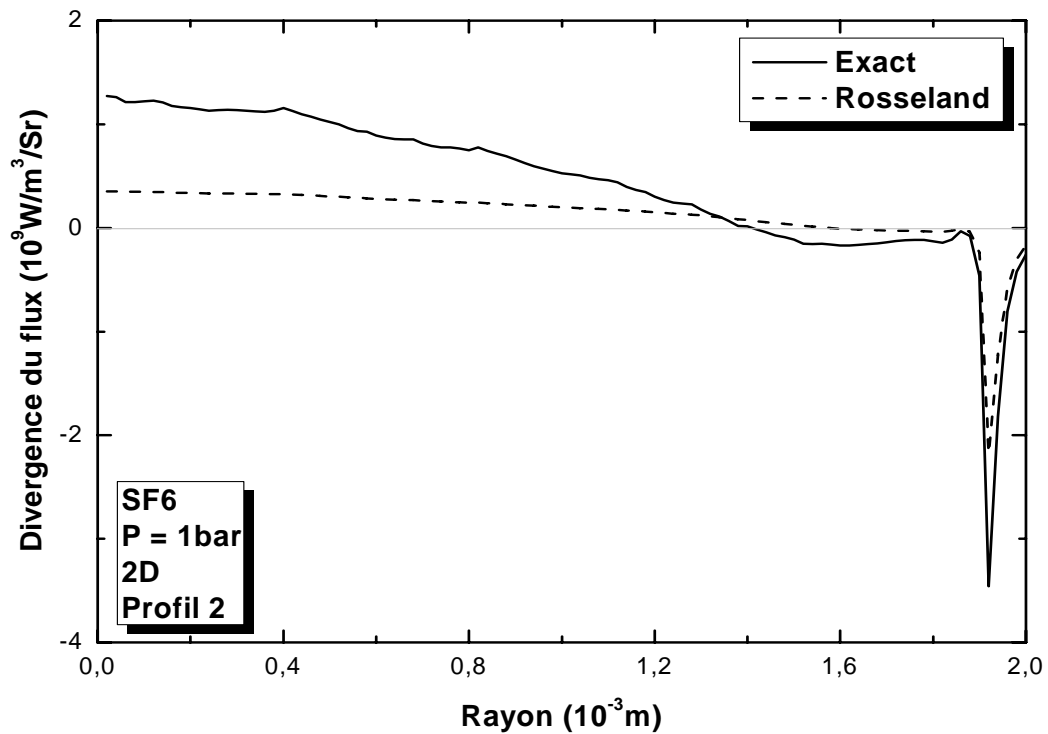


Figure IV.10b: Comparaison de la divergence du flux radiatif obtenue à partir des CMA Rosseland et du calcul exact (profil 2)

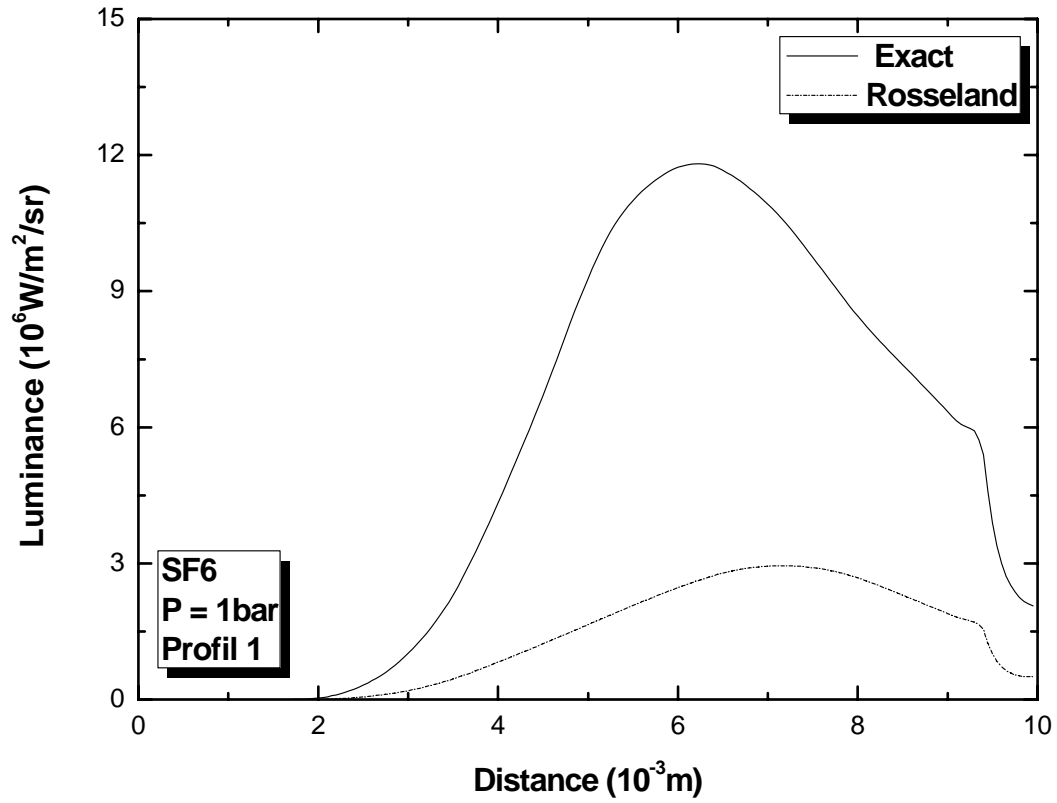


Figure IV.11a: Comparaison des luminances obtenues à partir des CMA Rosseland et du calcul exact (profil 1)

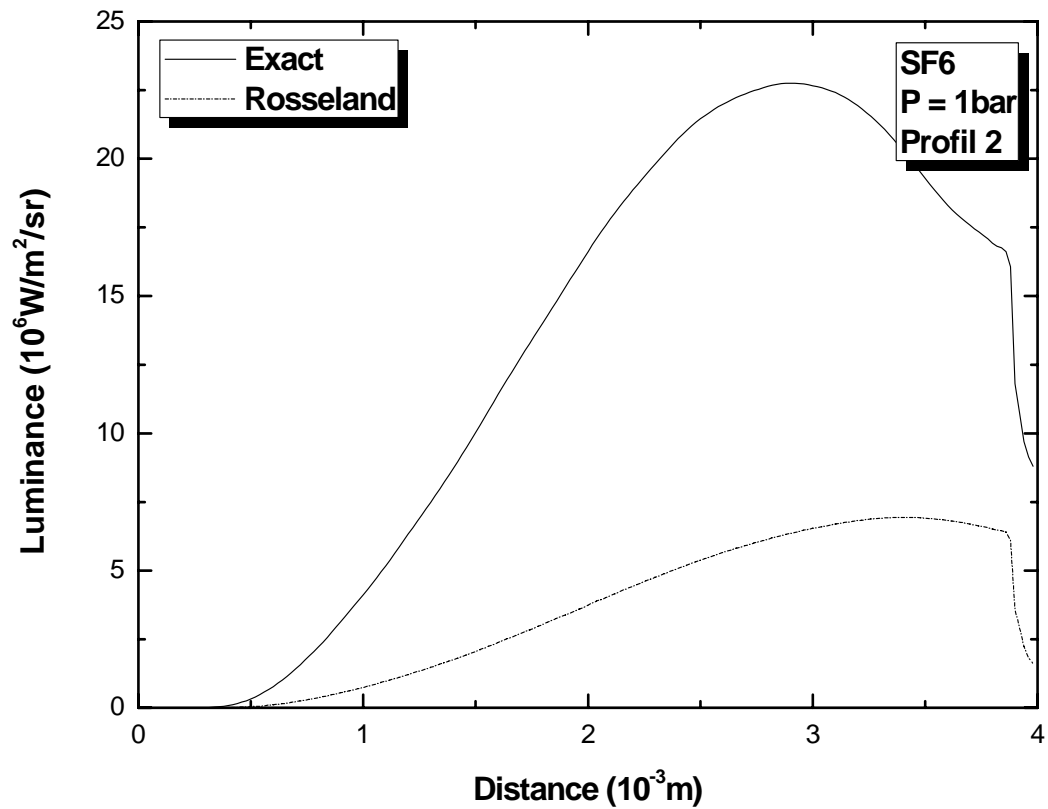


Figure IV.11b: Comparaison des luminances obtenues à partir des CMA Rosseland et du calcul exact (profil 2)

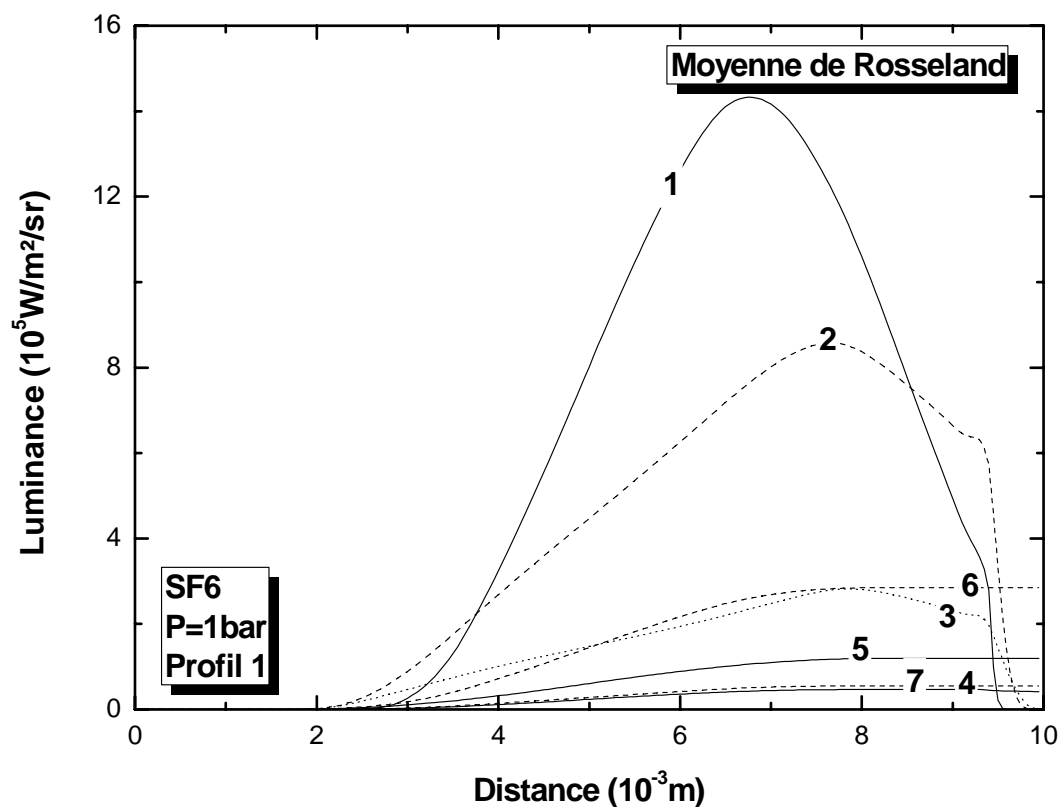


Figure IV.12a: Luminances pour chaque intervalle spectral obtenues à partir des CMA Rosseland (profil 1)

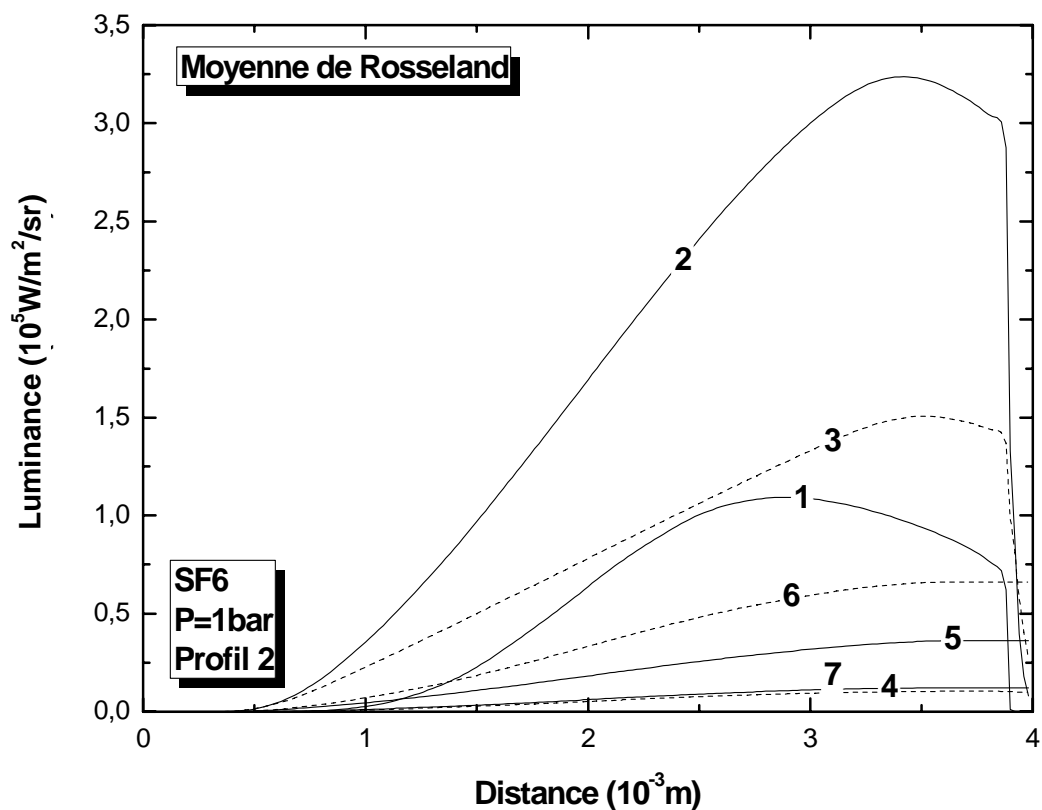


Figure IV.12b: Luminances pour chaque intervalle spectral obtenues à partir des CMA Rosseland (profil 2)

Dans ses travaux, *Nordborg* [Nor-1] montre également une sous estimation du rayonnement par la moyenne de Rosseland mais ses différences restent acceptables comparées aux nôtres. Nous pensons que cet écart provient du nombre de raies prises en compte dans notre étude avec plus de 8000 raies pour le SF₆ contre 395 dans le rapport d'*Aubrecht* [Aub-3] et près de 2000 dans sa thèse [Aub-1].

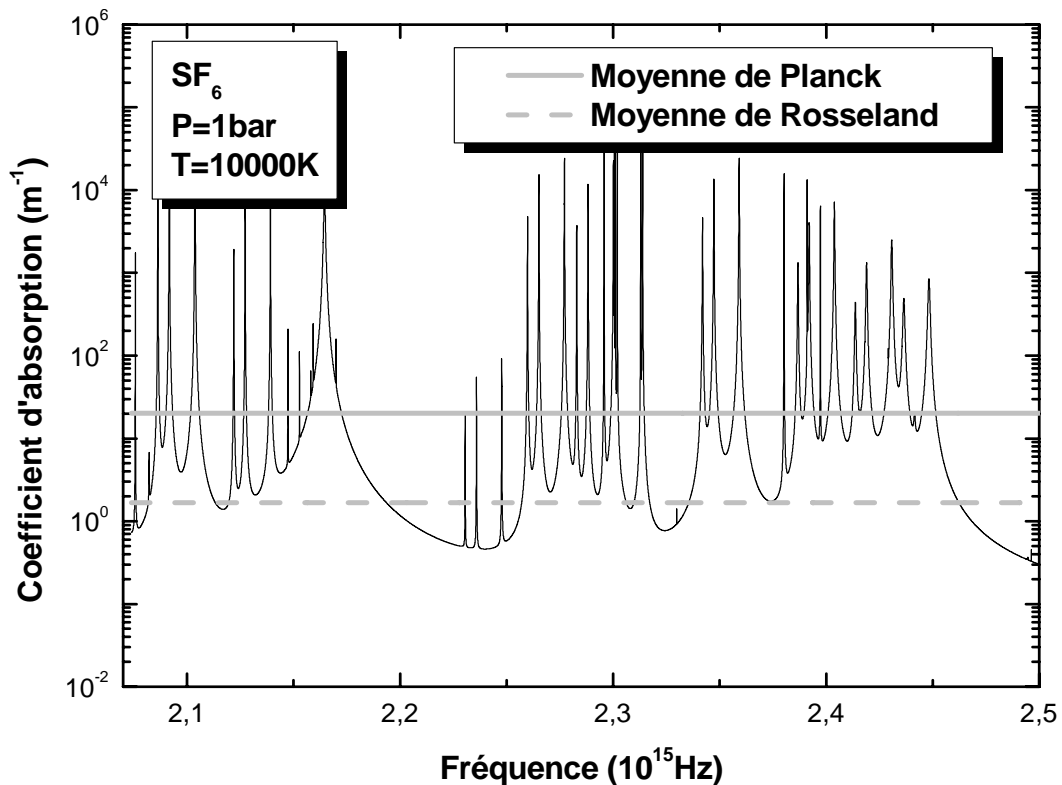


Figure IV.13: Comparaison du coefficient d'absorption total avec les moyennes de Planck et de Rosseland pour la bande 4

IV.3 – AMELIORATION DES COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION

A la vue des résultats obtenus précédemment sur la quantification du flux sortant, nous essayons dans cette partie d'apporter quelques améliorations sur les CMA.

Rappelons que le choix de 7 intervalles spectraux et l'utilisation des CMA correspondant est une façon de simplifier le spectre et de faciliter ainsi la résolution de l'équation du transfert radiatif. Par conséquent, plus le nombre d'intervalles spectraux définis sera élevé pour les calculs, plus les calculs à partir des CMA sera proche du calcul exact. Malheureusement, l'utilisation de telles données dans les modèles nous oblige à limiter ces intervalles à un nombre raisonnable dans le but de ne pas augmenter de façon conséquente les temps de calcul. Ayant décidé de conserver le découpage spectral en 7 intervalles, l'amélioration du calcul peut alors s'effectuer sur deux niveaux: un meilleur découpage du spectre et/ou une meilleure détermination des CMA.

Rappelons également que la moyenne de Rosseland, bien qu'elle soit largement utilisée en astronomie, ne permet pas d'estimer correctement le flux radiatif et la divergence radiative dans le cas des plasmas thermiques pour lesquels les raies sont d'une grande importance. Pour la moyenne de Planck, les précédents résultats ont montré un assez bon traitement pour la plupart des bandes excepté les bandes 4 et 5 pour lesquelles l'absorption était sous-estimée. Nous avons donc focalisé notre étude sur la moyenne de Planck et la moyenne naturelle et ces deux dernières bandes.

Dans un premier temps, nous allons redéfinir les intervalles spectraux. Rappelons que ces intervalles ont été délimités à partir de la variation du coefficient d'absorption du continuum. Comme le montre la *Figure II.4* et d'après ce que nous avons constaté précédemment sur la contribution des bandes, les comportements des bandes 2 et 3 sont peu différents. Il semble donc judicieux de les fusionner en une seule bande. La *Figure II.4* montre également qu'à basse température où l'absorption est importante, le coefficient d'absorption de la bande 5 varie de plusieurs ordres de grandeur. Dans le but d'optimiser la valeur moyenne dans cette région, nous proposons de diviser cette bande en 2 nouvelles bandes. Après ces modifications, la *Figure IV.14* représente les 7 nouveaux intervalles spectraux dont les limites sont reportées dans le *tableau (IV.5)*.

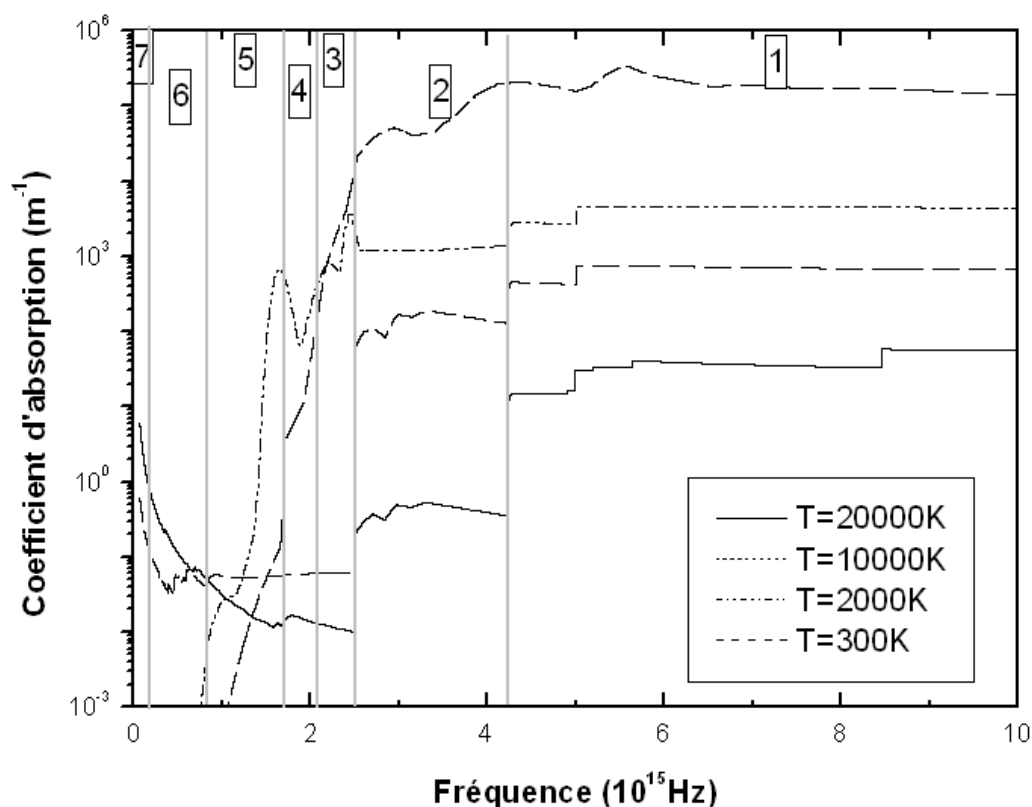


Figure IV.14: Evolution du coefficient d'absorption du continuum pour quelques valeurs de température. Définition des 7 nouveaux intervalles spectraux.

Bandes	Longueur d'onde (nm)	Fréquence (10^{15} Hz)
Bande 1	$30.00 < \lambda < 71.163$	$9.993 > \nu > 4.212$
Bande 2	$71.163 < \lambda < 119.65$	$4.212 > \nu > 2.505$
Bande 3	$119.65 < \lambda < 144.55$	$2.505 > \nu > 2.074$
Bande 4	$144.55 < \lambda < 176.348$	$2.074 > \nu > 1.700$
Bande 5	$176.348 < \lambda < 364.707$	$1.700 > \nu > 0.822$
Bande 6	$364.707 < \lambda < 1498.962$	$0.822 > \nu > 0.200$
Bande 7	$1498.962 < \lambda < 4500.00$	$0.200 > \nu > 0.066$

Tableau IV.5: Définition des 7 nouvelles bandes spectrales pour le SF_6

Les études précédentes nous ont montré que la moyenne de Planck ne permettait pas de définir assez correctement l'absorption, surtout dans la bande 4 (nouvelle bande 3 dans le tableau IV.5). Pour mieux comprendre les origines de ce manque d'absorption, considérons la Figure IV.15 qui compare le coefficient total d'absorption à 300K pour la bande 3 (anciennement bande 4) avec les différentes moyennes : moyenne de Planck, moyenne de Rosseland et moyenne naturelle.

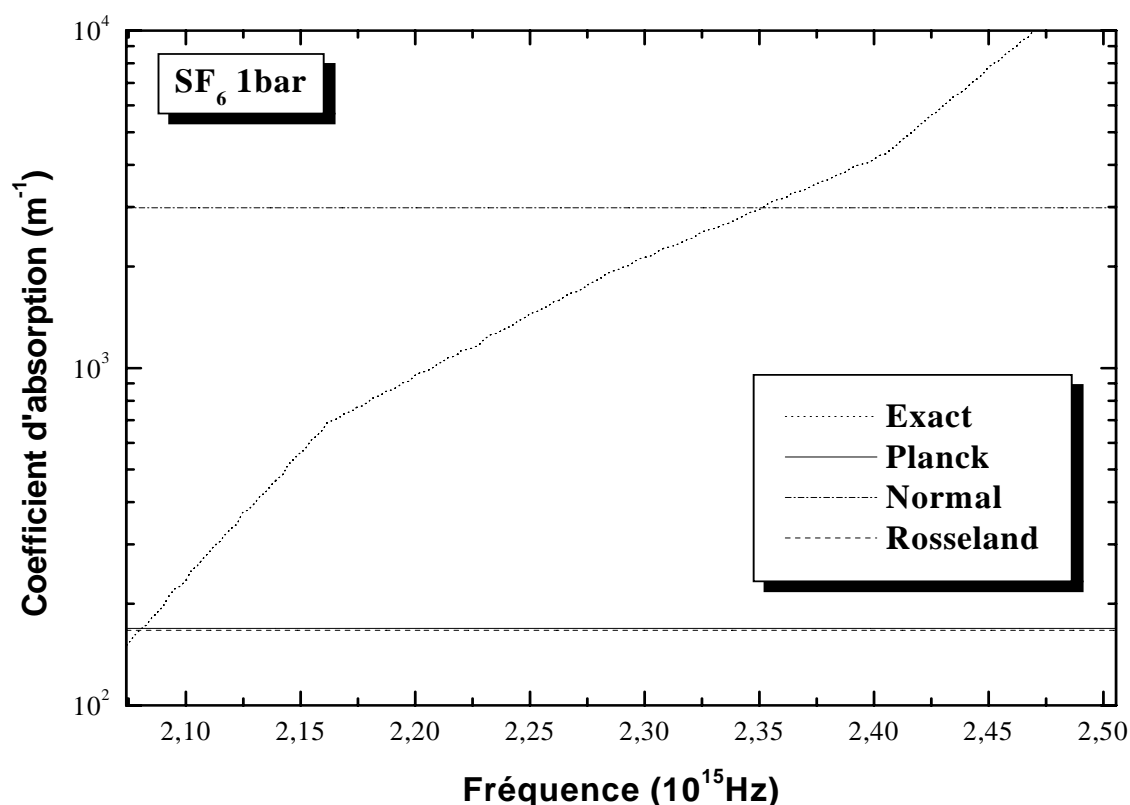


Figure IV.15: Evolution du coefficient total d'absorption pour la bande 3, montrant les valeurs de la moyenne

On constate que la moyenne de Planck et celle de Rosseland sous-estiment la valeur de la moyenne. Or ces deux moyennes dépendent de la fonction de Planck qui varie fortement avec la longueur d'onde.

Les deux moyennes étant pondérées par la fonction de Planck contrairement à la moyenne naturelle, les valeurs obtenues sont biaisées dans le cas où la fonction de Planck varie très vite dans l'intervalle : à cause du poids très fort de la fonction de Planck à cette température pour les fortes énergies, la valeur moyenne est pratiquement égale à la valeur du coefficient d'absorption à la limite d'énergie (ou de fréquence) inférieure de cette bande. Pour les faibles températures, l'absorption est par conséquent mieux décrite à partir d'une moyenne classique que nous proposons d'utiliser pour les basses températures.

Pour la suite de notre étude, nous définissons donc une **moyenne mixte** comme suit :

- utilisation de la moyenne naturelle à basse température (en dessous de $6000K$) ;
- utilisation de la moyenne de Planck à haute température (au dessus de $10000K$) puisqu'elle s'avère suffisamment dans les zones d'émissions;
- interpolation pour les températures intermédiaires

Les luminances obtenues à partir de cette moyenne mixte sont présentés sur les *Figures IV.16a* et *IV.16b*. Pour les deux profils, les maxima restent décalés par rapport au calcul exact.

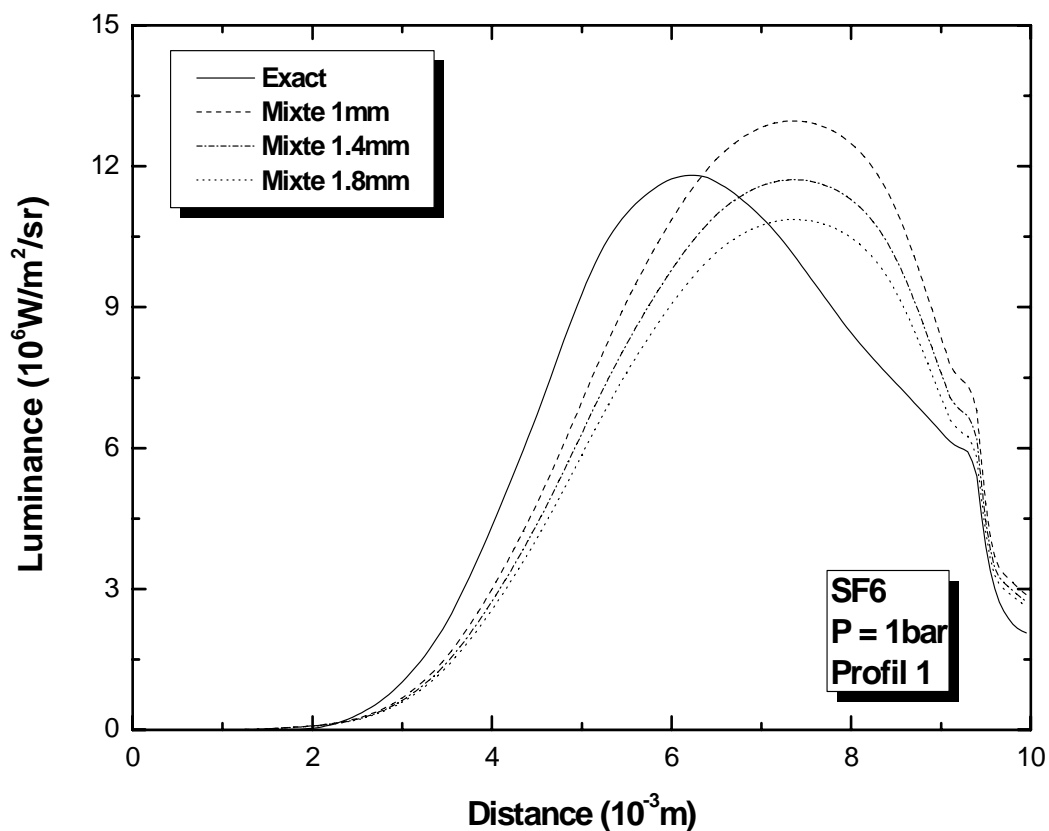


Figure IV.16a: Comparaison des luminances obtenues à partir des CMA Mixte et du calcul exact (profil 1)

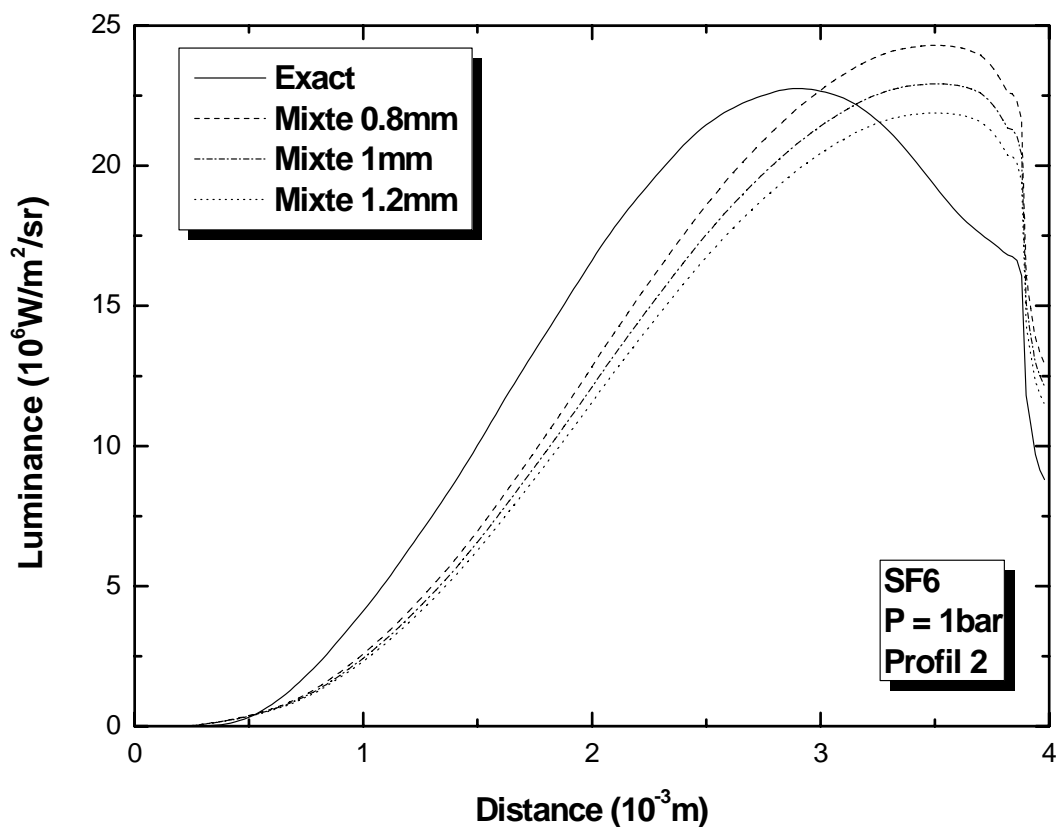


Figure IV.16b: Comparaison des luminances obtenues à partir des CMA Mixte et du calcul exact (profil 2)

Nous récapitulons également l'écart relatif pour les deux profils sur les *tableaux IV.6a* et *IV.6b* qui sont similaires aux *tableaux IV.3a* et *IV.3b*.

Rayon ($10^{-3}m$)	Différence relative (%)	
	Point C	Point D
1	9	39
1.4	- 0.8	32
1.8	- 8	27

Tableau IV.6a: Différence relative sur le flux entre les CMA utilisant la moyenne de Planck et le calcul exact pour deux points du plasma pour le profil 1

Rayon ($10^{-3}m$)	Différence relative (%)	
	Point C	Point D
0.8	6	47
1	0.7	37
1.2	- 3	30

Tableau IV.6b: Différence relative sur le flux entre les CMA utilisant la moyenne de Planck et le calcul exact pour deux points du plasma pour le profil 2

Si nous comparons les Figures *IV.16a* et *IV.6b*, on constate que le changement proposé n'influe pas beaucoup sur le maximum de la luminance (qui était déjà correctement estimé), ni sur le décalage puisque nous avons fait peu de modifications pour le traitement spectral à haute température. Par contre, les résultats avec les nouvelles bandes et la moyenne mixte montrent une amélioration sur la luminance sortante, avec des valeurs plus proches de celle obtenue par le calcul exact. Précisons également que des résultats très similaires sont obtenus si nous prenons des valeurs moyennes naturelles entre 300 et 3000 K et la moyenne de Planck pour $T > 7000$ K

Cependant, cette amélioration est visible dans le cas du profil 1 mais les nouvelles bandes n'apportent qu'une faible amélioration pour le cas du profil 2 (Figures *IV.16b*). En effet, le profil présentant plutôt un faible gradient de température près de l'axe et une diminution rapide sur les bords l'amélioration de l'absorption en dessous de 6000K ne concerne qu'une petite épaisseur du plasma pour ce profil 2. Il faut toutefois remarquer que le type de traitement du transfert radiatif que nous proposons ici s'applique surtout à la phase fort courant des disjoncteurs à haute tension à SF_6 au cours de laquelle la température sur l'axe dépasse souvent 20000K dans une situation où le plasma est en général entouré de gaz relativement froid (sauf au niveau de la buse du disjoncteur). Par conséquent, les tests réalisés avec le profil 1 sont beaucoup plus validant pour cette application que ceux réalisés avec le profil 2.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons confronté le calcul approché de la luminance et de la divergence du flux radiatif en utilisant une description spectrale très simplifiée, avec 7 intervalles spectraux assimilés à des corps gris, au calcul relativement exact fondé sur une description fine du spectre (près de 300 000 points). Les premiers résultats concernent le coefficient d'émission nette et les résultats ont confirmé ce qui était déjà connu dans la littérature : le CEN permet d'avoir une estimation satisfaisante de la divergence du flux radiatif dans les régions les plus chaudes à condition que les gradients ne soient pas trop importants dans ces zones. En effet le CEN dépend d'un paramètre R_p assimilable à la distance à l'axe à l'intérieur de laquelle le plasma peut être considéré isotherme. Un compromis satisfaisant sur la précision de la divergence du flux radiatif sur l'axe et dans les régions proches de cet axe correspond à une distance R_p pour laquelle la température a diminué de 20% par rapport à la température axiale. Un critère de 10% de variation de température, qui conduit à une valeur plus faible de R_p , tend à améliorer la divergence du flux radiatif sur l'axe, mais surestime assez nettement cette grandeur au voisinage de l'axe.

Comme le CEN est totalement inadapté pour calculer la divergence du flux radiatif et le flux radiatif lui-même dans les régions externes du plasma et dans les régions froides

entourant ce plasma, nous avons comparé dans un deuxième temps les calculs exacts du transfert radiatif à celui déduit du découpage en 7 intervalles spectraux représentés par des valeurs moyennes de coefficient d'absorption. Cette étude a confirmé que la moyenne de Rosseland ne constitue pas une bonne approche pour les plasmas thermiques. Cette moyenne tend à sous-estimer le rôle des raies alors que ces dernières constituent une part importante du spectre. La moyenne de Planck conduit à des résultats satisfaisants à haute température, à condition que l'autoabsorption des raies soit prise en compte via l'hypothèse d'une zone de plasma isotherme, ce qui a conduit à proposer des évolutions des CMA qui dépendent du paramètre R_p . En revanche le flux sortant tend à être surestimé en utilisant la moyenne de Planck à basse température. Pour mieux traiter ces absorptions près des bords, nous proposons une voie originale en introduisant la moyenne naturelle à basse température, couplée à la moyenne de Planck à haute température. Cette nouvelle vision de la moyenne constitue une meilleure approche pour quantifier avec plus de précision le flux sortant du plasma et pouvant atteindre les parois où il est le responsable principal de l'ablation (sauf pour les contacts).

CONCLUSION GENERALE

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse ont porté sur le calcul du transfert radiatif dans des plasmas thermiques de SF_6 et ont permis d'obtenir des résultats originaux sur différents aspects de cette problématique, dont une partie importante a été publiée dans un article récent [Ran-1].

Tout d'abord nous avons amélioré substantiellement la description fine du spectre d'un plasma de SF_6 en amenant par rapport aux travaux antérieurs un meilleur traitement du continuum moléculaire pour mieux rendre compte de l'absorption du rayonnement à haute pression. Par ailleurs nous avons considéré le phénomène de déplacement des raies dans notre code général de calcul pour être capable de bien traiter le chevauchement des raies. Nous avons montré qu'un découpage en environ 300000 points permettait d'avoir une description réaliste et assez précise du coefficient d'absorption dans une gamme spectrale allant du VUV (30 nm) à l'IR (4 μm) pour une gamme de température de 300 à 30000 K.

A partir du découpage spectral en 300000 points, nous avons étudié plus spécifiquement l'influence du chevauchement des raies sur le coefficient d'émission nette qui constitue un terme de référence pour représenter les pertes radiatives dans les régions chaudes des arcs. Jusqu'à présent dans notre équipe ce coefficient était calculé avec un traitement isolé des raies qui était représenté par un coefficient d'émission nette (CEN). Nous avons montré qu'à la pression atmosphérique l'hypothèse des raies isolées était satisfaisante tant pour un plasma de SF_6 que pour un plasma d'argon. Lorsque la pression augmente l'erreur induite par cette hypothèse simplificatrice sur la valeur du CEN, croît et peut dépasser 50% à haute température pour une pression de 16 bars. Rappelons qu'une variation d'un facteur 2 du CEN entraîne dans les modèles des variations de température qui sont du même ordre de grandeur que l'incertitude expérimentale, en supposant que le plasma est en équilibre thermodynamique local.

La plus grande partie de notre travail a porté ensuite sur l'étude et la validation d'une représentation très simplifiée du coefficient d'absorption qui est fondée sur l'hypothèse d'un corps gris par intervalles spectraux. Pour pouvoir être utilisée dans les modèles, cette représentation doit être faite avec un nombre très limité d'intervalles, typiquement de l'ordre d'une dizaine, voire moins, ce qui est très loin de la variation réelle du coefficient d'absorption en fonction de la fréquence sur l'ensemble du spectre étudié. Une première étude a été réalisée avec un découpage en sept bandes, les limites de ces bandes étant définies à partir de la structure électronique des espèces atomiques et moléculaires présentes. Pour chaque bande nous devons calculer une valeur moyenne du coefficient d'absorption qui est supposée constante pour une valeur fixée de température. Nous avons testé trois types de

moyennes qui sont définies dans la littérature : moyenne de Planck, moyenne de Rosseland et moyenne naturelle. Ces trois grandeurs correspondent à des conditions de validité restreintes qui ne sont jamais rigoureusement vérifiées pour l'ensemble du spectre du SF₆ dans la très large gamme de température étudiée. En effet suivant les conditions il existe des régions spectrales où le coefficient d'absorption est faible (bonne validité pour la moyenne de Planck), d'autres où les raies sont importantes (meilleure validité pour la moyenne de Rosseland) ; d'autres enfin où le coefficient d'absorption continu à basse température et forte énergie est très élevé (meilleure validité pour la moyenne naturelle). Nous avons calculé ces différents coefficients moyens d'absorption (CMA) en rajoutant une quatrième définition correspondant en fait à la moyenne de Planck (réputée inopérante en présence de raies intenses, ce qui est notre cas) dans laquelle les raies sont atténuées en considérant l'autoabsorption suivant un segment de plasma isotherme de longueur R_p .

Nous avons alors résolu l'équation de transfert radiatif (calcul de la luminance et de la divergence du flux radiatif) dans différentes conditions géométriques simplifiées et pour des champs de température imposés. Nos calculs montrent que l'utilisation de la moyenne de Rosseland donne des résultats trop faibles et non satisfaisants à la fois pour le flux radiatif et la divergence du flux radiatif, contrairement à ce que suggèrent Nordborg et Iordanidis dans leur récent papier [Nor-1]. La moyenne de Planck avec atténuation des raies est un assez bon compromis pour calculer la divergence du flux radiatif dans tout le plasma même si l'accord avec le calcul exact dépend du paramètre géométrique R_p . Il est toutefois très difficile avec cette seule moyenne d'obtenir simultanément des bons résultats pour le flux radiatif et pour la divergence du flux radiatif, en particulier dans les régions externes du plasma, ce qui avait été montré par Chauveau et al [Cha-3] pour un plasma d'air. Une analyse spécifique du comportement du rayonnement dans les différents intervalles spectraux nous a montré tout d'abord que la moyenne de Planck n'était pas convenable pour les bandes de forte énergie à basse température (à cause de la pondération due à la fonction de Planck) et qu'un meilleur découpage spectral était possible tout en se limitant à 7 bandes. Nous proposons alors une approche originale fondée sur l'utilisation de la moyenne naturelle à basse température ($T < 3000\text{K}$ pour laquelle les molécules ne sont pas complètement dissociées) et la moyenne de Planck avec atténuation des raies, à haute température. Les derniers calculs réalisés avec cette représentation conduisent à une amélioration assez sensible du calcul du flux radiatif, en particulier du flux s'échappant du plasma qui, dans les applications, est responsable de l'ablation de parois.

Les limites de notre étude physique du rayonnement des plasmas thermiques de SF₆ et de leur utilisation dans des modèles se situent à plusieurs niveaux :

- Tous nos calculs sont réalisés en supposant que le plasma est en équilibre thermodynamique local (ETL), ce qui permet d'utiliser la loi de Kirchhoff. Les résultats ne sont pas valables en présence d'écarts assez marqués à l'équilibre.
- Nous n'avons pas pris en compte l'émission spécifique des bandes moléculaires en particulier des espèces diatomiques. Cela signifie que nos données ne peuvent être utilisées pour modéliser un plasma dont la température maximum serait de l'ordre de 3000 K.
- L'utilisation de la moyenne naturelle à basse température ne permet pas non plus de bien quantifier l'émission du rayonnement à basse température, deuxième raison donc pour ne pas utiliser nos données lorsque la température maximale du plasma ne dépasse pas 4000K.
- Nos données spectrales pour les modèles dépendent du paramètre géométrique R_p qui correspond à un rayon équivalent de plasma isotherme, alors que dans la réalité le plasma n'est jamais isotherme. Si les gradients de température sont forts la détermination assez empirique de ce paramètre peut être une source d'erreur sur le flux radiatif et la divergence du flux radiatif.

Cette liste de limitations de notre étude peut faire penser que nos données ont une validité très limitée. En réalité elles sont relativement bien adaptées pour la modélisation des arcs de disjoncteur et en particulier pour simuler la phase à fort courant au cours de laquelle le plasma est dans un état très proche de l'ETL et où la température des régions chaudes est très largement supérieure à 15000K. En effet dans ces conditions, le rayonnement émis par les régions chaudes est beaucoup plus intense que celui émis par les régions externes qui jouent surtout un rôle d'absorption. Par ailleurs, une estimation approximative et simple du paramètre R_p (distance au bout de laquelle la température a chuté de 20% par rapport à la température sur l'axe) conduit à des résultats satisfaisants. Ce n'est que lorsque l'intensité du courant s'approche du zéro et durant la phase post-arc que nos données ne seraient plus utilisables pour calculer le transfert radiatif, mais pour ces instants du fonctionnement du disjoncteur, toutes les modélisations ont montré que le rayonnement ne joue plus qu'un rôle très secondaire et que les phénomènes prépondérants dans le bilan d'énergie sont alors la convection et la conduction turbulente.

Enfin, peut-on utiliser notre approche de coefficients moyens (nombre très limité d'intervalles spectraux, moyenne de Planck avec atténuation des raies à haute température et moyenne naturelle à basse température) pour des plasmas thermiques établis dans d'autres gaz ou mélanges de gaz ? La réponse est clairement positive pour la simulation d'arc d'intensité suffisamment élevée pour que la température sur l'axe dépasse 10000K, ce qui est le cas de nombreuses applications (arc de soudage, de découpe, de disjoncteur), sachant que la

description du transfert radiatif dans des régions intermédiaires où peuvent exister des molécules diatomiques ne sera pas très bonne, si on ne tient pas compte du rayonnement des bandes moléculaires. Ces régions intermédiaires risquent d'être assez étendues si le plasma contient des espèces diatomiques relativement stables telle que NO ou CO.

Ainsi dans les perspectives de poursuite de nos études et d'extension vers d'autres conditions de plasmas thermiques, l'équipe AEPPT a entrepris depuis un an des activités complémentaires sur le transfert radiatif qui reposent sur trois axes :

- étude du rayonnement de bandes moléculaires et du continuum moléculaire pour d'autres espèces ;
- validation de la description très simplifiée de notre approche par comparaison avec des calculs exacts, pour d'autres types de gaz moléculaires ;
- étude d'autres méthodes de calcul du transfert radiatif dans des conditions de plus basse température avec présence forte de molécules, méthodes non plus basées sur un découpage spectral préalable, mais sur un découpage des valeurs du coefficient d'absorption.

Annexe

Dans cette annexe, nous apportons des précisions sur les études numériques de ce travail : discrétisation des directions lors du calcul exact du transfert radiatif ; intégrations numériques ; et temps de calcul. Tout d'abord, nous précisons que nos calculs ont été réalisés sur PC doté de 2 Go de mémoire vive et d'un double processeur de 2 GHz chacun. Les temps de calcul indiqués dans cette annexe sont donc relatifs à cet ordinateur ou tout autre ordinateur de configuration similaire.

Discrétisation d'une direction :

Nous réécrivons ici la solution analytique de l'équation du transfert radiatif sous la forme itérative (III-4), qui permet de calculer le transfert radiatif le long d'un trajet :

$$L_{\lambda}(i) = L_{\lambda}(i-1) \exp(-\kappa'(\lambda, T) \cdot \Delta x) + L_{\lambda}^0(T) \cdot (1 - \exp(-\kappa'(\lambda, T) \cdot \Delta x)) \quad (A1)$$

où Δx représente la distance parcourue par le rayonnement, T la température (constante le long du trajet), $\kappa'(\lambda, T)$ le coefficient total d'absorption à la température T et $L_{\lambda}(i-1)$ et $L_{\lambda}(i)$ les luminances entrante et sortante. Cette relation n'est valable que si le parcours du rayonnement est isotherme.

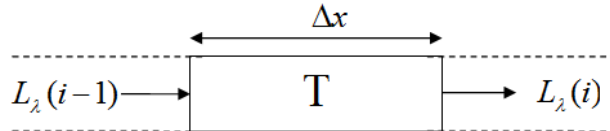


Figure A1 : discrétisation d'une direction.

Pour effectuer ce calcul numérique dans le cas d'un plasma cylindrique, nous avons discrétisé l'espace en plusieurs directions. Chaque direction est ensuite découpée en trajets isothermes de température T et de longueur Δx (Cf figure A1). Rappelons que nous avons discrétisé notre profil de température qui ne varie qu'en fonction du rayon et qui présente un maximum au centre. Dans une section du cylindre, les isothermes seront donc des couronnes. Ainsi, tous les points se trouvant sur une couronne ont les mêmes propriétés radiatives (Cf figure A2). L'étude paramétrique sur la description du profil de température est donnée dans le paragraphe III.2.1.1 dans lequel nous avons précisé qu'il fallait un minimum de 100 couronnes isothermes pour décrire correctement le profil de température dans une section. Nous avons alors réalisé le calcul du transfert radiatif pour trois configurations géométriques : à une dimension 1D, deux dimensions 2D, et trois dimensions 3D.

Résolution de l'ETR pour une géométrie 1D :

Rappelons que le calcul 1D ne prend en compte que le rayonnement venant d'une direction. Nous avons considéré une direction contenue dans le plan d'une section droite du cylindre et passant par le centre.

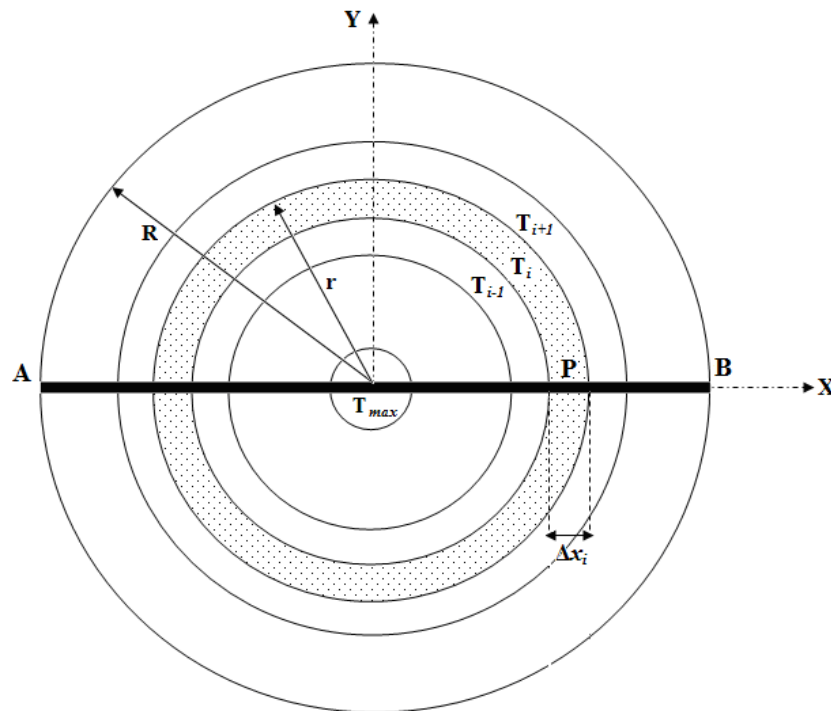


Figure A2 : Illustration du calcul à 1D.

La figure A2 illustre ce calcul 1D du transfert radiatif en un point quelconque P. Notre calcul prend en compte le rayonnement venant des deux sens, à savoir celui issu des points A et B et arrivant au point P. Le long du trajet AP, nous rencontrons donc une série de cellules isothermes :



Comme nous avons considéré des couronnes concentriques dont l'épaisseur est identique, le pas Δx reste constant dans cette configuration. Naturellement, notre temps de calcul dépend du nombre de cellules constituant la direction. Pour cette étude en 1D, le diamètre a été découpé en 200 cellules entraînant un temps de calcul de l'ordre de 5 minutes.

Résolution de l'ETR pour une géométrie 2D :

Dans une configuration 2D, nous prenons en compte le rayonnement arrivant au point P et venant d'une section droite du cylindre (*cf figure A3*). Pour notre étude, nous avons choisi une discrétisation à angle constant entre les directions avec un pas angulaire $\Delta\varphi$ égale à 30° , soit un total de 12 directions. Nous avons fait en sorte qu'une des directions passe par le centre et les autres directions ont été définies à partir de cette direction imposée.

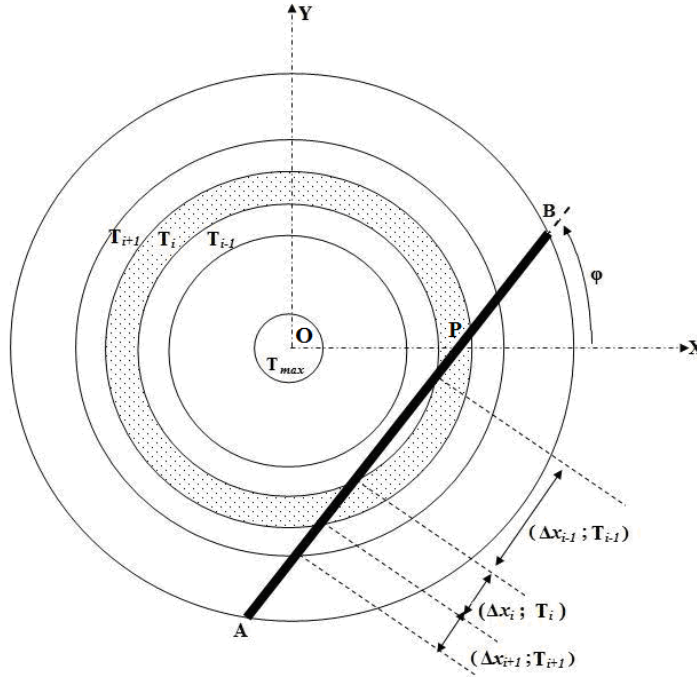


Figure A3 : Illustration du calcul en 2D.

La *figure A3* représente une direction quelconque pour la configuration 2D. Contrairement au cas 1D, les cellules ne sont pas identiques. Il nous faut donc déterminer pour chaque direction le nombre de cellules constituant la direction ainsi que leur épaisseur.

Dans le système de coordonnées (O,X,Y) où O est le centre des couronnes, on peut déterminer les intersections de la direction considérée avec les différents cercles constitués par les couronnes permettant de calculer l'épaisseur des cellules. Pour cela, nous devons résoudre le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} x^2 + y^2 = r^2 \\ y = x \cdot \tan \varphi - x_0 \cdot \tan \varphi \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où x_0 représente la distance OP, r est le rayon du cercle considéré et φ l'angle que fait la direction avec l'axe OX. Pour le calcul en 2D, le temps de calcul dépend du nombre de directions considérées. Pour les 12 directions choisies pour une section, le temps de calcul est de l'ordre de 25 minutes.

Résolution de l'ETR pour une géométrie 3D :

Pour la configuration 3D, nous avons également discrétisé l'espace à angle constant. Nous avons reporté sur la *figure A4* une direction quelconque AB pour cette configuration 3D.

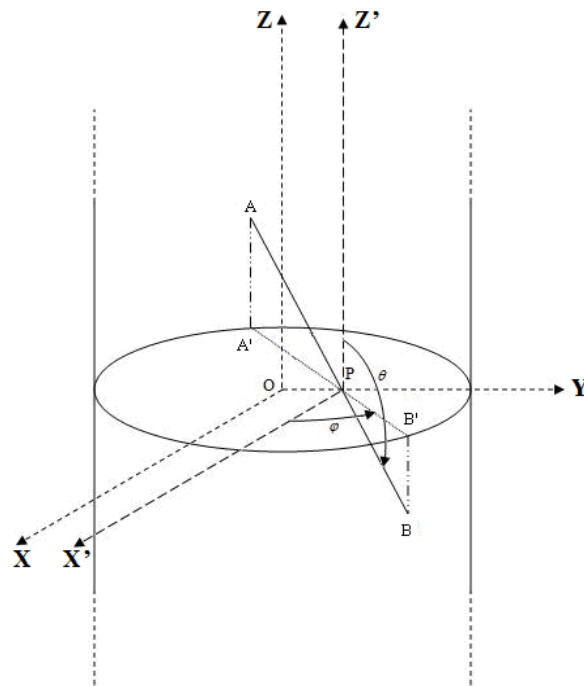


Figure A4 : Illustration du calcul en 3D.

Dans un premier temps, nous avons défini toutes les directions A'B' contenues dans la section droite du cylindre en faisant varier l'angle φ . Comme pour la configuration 2D, ces directions ont été définies de telle sorte que l'une d'elles passe par l'axe du cylindre. Nous définissons ensuite les directions AB contenues dans le plan vertical correspondant, en faisant varier l'angle θ . Nous avons adopté un pas angulaire $\Delta\varphi=\Delta\theta=30^\circ$ qui conduit à un total de 62 directions. Pour chaque direction, nous avons défini un angle solide $\Delta\Omega$ comme indiqué sur la *figure A5*.

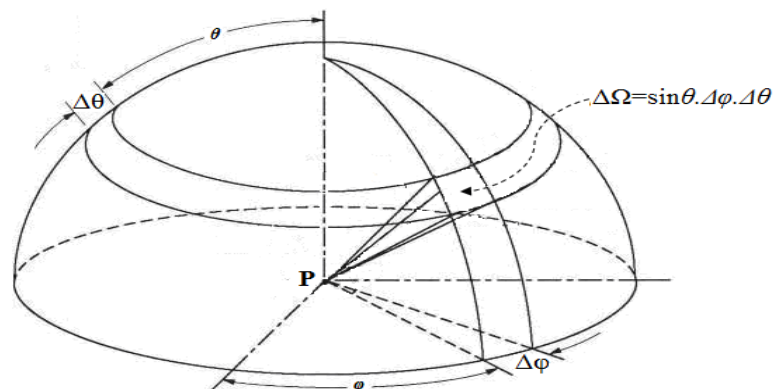


Figure A5 : Illustration de l'angle solide

Méthode d'intégration de Simpson :

Toutes les intégrations numériques ce travail ont été réalisées à partir de la méthode de Simpson. Dans le cas général, l'intégrale à évaluer est de la forme :

$$I = \int_a^b f(x)dx \quad (\text{A.3})$$

L'intégration numérique consiste à remplacer l'intégrale A.3 par une somme discrète sur un nombre fini de points :

$$I_N = \sum_i a_i f(x_i) \quad (\text{A.4})$$

où a_i et x_i sont respectivement le poids et l'abscisse du point i . Si nous avons $(N+1)$ points, on peut écrire :

$$x_i = x_0 + ih \quad (\text{A.5})$$

tel que : $x_0 = a$; $x_N = b$, i est un entier allant de 0 à N et h est le pas d'intégration donné par :

$$h = \frac{b-a}{N} \quad (\text{A.6})$$

Rappelons que la méthode de Simpson consiste à remplacer la courbe $f(x)$ par un polynôme d'ordre 2 sur un intervalle centré au point i d'abscisse x_i . Sur la *figure A6*, la courbe (C) est remplacée par (C').

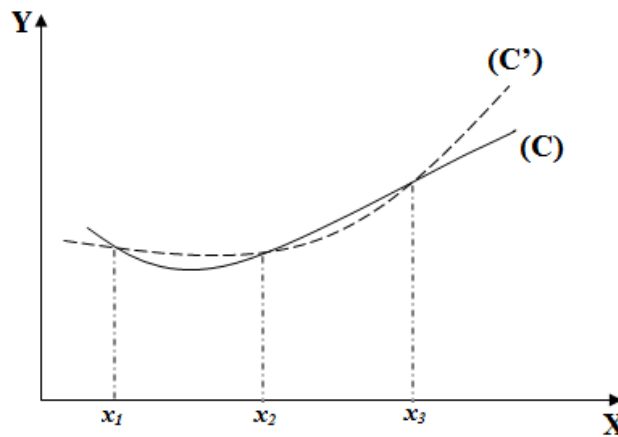


Figure A6 : Illustration de la méthode de Simpson

De façon générale où nous avons $N+1$ points, l'intégrale numérique est donnée par :

$$I = \int_a^b f(x)dx = \frac{h}{(b-a)} \left[f(a) + f(b) + 4 \sum_{i=1}^k f(2i+1) + 2 \sum_{i=1}^k f(2i) \right] \quad \text{avec } k = \frac{N-1}{2} \quad (\text{A.7})$$

REFERENCES

- [Aub-1] V Aubrecht, "*Zareni plazmatu spinaciho oblouku v SF₆*", Thèse de l'Université Technologique de Brno, République Tchèque (1991)
- [Aub-2] V Aubrecht et B Gross, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 95 (1994)
- [Aub-3] V Aubrecht et E T Protasevich, *Radiative transport on energy in SF₆ arc plasma*, Brno University of Technology (Czech Republic) and Tomsk Polytechnical University (Russia) (2000)
- [Aub-4] V Aubrecht et M Bartlova, *Plasma Chem. Plasma Process.* **29** 131 (2009)
- [Bar-1] J Bartl, *Acta. Tech. CSAV*, **25**, 33 (1980)
- [Bar-2] W D Barfield, G D Koontz et W F Huebner, *J.Q.S.R.T.*, **12**, 1409 (1972)
- [Bas-1] F Bastien, P A Chatterton, E Marode et J L Moruzzi, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **18**, 1327 (1985)
- [Bib-1] L M Biberman et G E Norman, *Opt. Spectrosc.*, **8**, 433 (1960) [Opt. Spectrosc. (USSR) **8**, 230 (1960)]
- [Cab-1] F Cabannes et J Chapelle, "*Spectroscopic Plasma Diagnostic in reactions under Plasma Conditions*", **Vol.1**, Chap. 7 (1971)
- [Cha-1] Chase Jr M W, Davies C A, Downey Jr J R, Frurip D J, McDonald R A and Syverud A N 1985 *J. Phys. Chem. Ref. Data, JANAF Thermochemical Tables*, 3rd Edition, vol.**14**, supplement n°1
- [Cha-2] S Chauveau, "*Constitution de bases de données spectroscopiques relatives à un plasma d'air. Application au calcul du transfert radiatif*", Thèse de l'Ecole Centrale Paris (2001)
- [Cha-3] S Chauveau, C Deron, M Y Perrin, P Rivière et A Soufiani, *J.Q.S.R.T.*, **77**, 113 (2003)
- [Che-1] B Chervy, H Riad et A Gleizes, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 198 (1996)
- [Cou-1] O Coufal, *High Temp. Chem. Proc.*, **4**, 159 (1995)
- [Cre-1] Y Cressault, "*Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges Argon-Hydrogène-Cuivre*", Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (2001)
- [Cre-2] Y Cressault et A Gleizes, 4th ICCHMT (*International Conference on Computational Heat and Mass Transfer*), 578 (Paris, Cachan, 17-20 mai 2005)
- [Dra-1] H W Dravin et F Emard, *Beitr Plasma Physik*, **13**, 143 (1973)
- [Err-1] A Erraki, "*Etude du transfert radiatif dans les plasmas thermiques : Application SF₆, Ar-Fe*". Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1999)
- [Fro-1] L S Frost et R W Liebermann, *Proc. IEEE*, **59**, 474 (1971)
- [Gle-1] A Gleizes et A Mahieddin Rahal, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **16**, 6 (1988)
- [Gle-2] A Gleizes, M Gongassian et B Rahmani, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **22**, 83 (1989)

- [Gle-3] A Gleizes, B Rahmani, J J Gonzalez et B Liani, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **24**, 1300 (1991)
- [Gle-4] A Gleizes, J J Gonzalez, M Razafinimanana et T Robert, *Plasma Source Sci. Technol.*, **1**, 135 (1992)
- [Gon-1] M Gongassian, "*Etude théorique du rayonnement émis par un plasma d'hexafluorure de soufre*", Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1986)
- [Gri-1] H R Griem, *Phys. Rev.*, **131**, 3 (1963)
- [Gri-2] H R Griem, "Spectral line broadening by plasmas", Academic Press, New-York, London (1974)
- [Han-1] R Hannachi, "*Etude expérimentale et propriétés radiatives d'un plasma thermique induit par impact laser à la surface de milieux aqueux eau-chlorure de calcium/chlorure de magnésium/chlorure de sodium*". Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (2007)
- [Hit-1] A P Hitchcock, M J Van der Wiel, *J. Phys B : Atom. Mol. Phys.*, **12**, 2153 (1979)
- [Lau-1] C O Laux, "*Optical diagnostics and radiative emission of air plasmas*", **HTGL Report T-288**, Stanford University, California (1993)
- [Lee-1] A Lee et L S Frost, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS8**, 362 (1980)
- [Lee-2] L C Lee, E Phillips et D L Judge, *J. Chem. Phys.*, **67**, 1237 (1977)
- [Lia-1] B Liani, "*Calcul du coefficient d'émission nette dans les plasmas thermiques formés de mélanges de gaz et de vapeurs métalliques*". Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1992)
- [Lie-1] R W Liebermann et J J Lowke, *J.Q.S.R.T.* **16**, 253 (1976)
- [Low-1] J J Lowke et R W Liebermann, *J. Appl. Phys.*, **42**, 3532 (1971)
- [Low-2] J J Lowke, *J.Q.S.R.T.* **14**, 111 (1974)
- [Mod-1] M F Modest, "*Radiative heat transfert*", Mc Graw-Hill, Mechanical Engineering Series (1993)
- [Nag-1] Y Naghizadeh-Kashani, "*Calcul du transfert radiatif dans un plasma d'air*", Thèse de l'Université de Paul Sabatier de Toulouse (1999)
- [Nag-2] Y Naghizadeh-Kashani, Y Cressault et A Gleizes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**, 2925(2002)
- [Neu-1] J V Neumann, *NBS Appl. Math Series*, **12**, 36 (1951)
- [Nis-1] NIST http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- [Nor-1] H Nordborg et A A Iordanidis, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 135205 (2008)
- [Oka-1] H Okabe, "*The photochemistry of small molecules*", Wiley – Interscience pub, New-York (1978)
- [Pra-1] C Pradayrol, A M Casanova, Deharo I, J P Guelfucci et J Casanovas, *J. Phys III*, **6**, 603 (1996)
- [Rah-1] B Rahmani, "*Calcul d'émission nette du rayonnement des arcs dans le SF₆ et dans les mélanges SF₆-N*", Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1989)

- [Ran-1] H Z Randrianandraina, T Cressault et A Gleizes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**, 194012 (2011)
- [Ray-1] G Raynal, "*Calcul du transfert radiatif dans les plasmas thermique : Application aux arcs dans les mélanges de SF₆-Cu*". Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1994)
- [Ray-2] G Raynal et A Gleizes, *Plasma Source Sci. Technol.*, **4**, 152 (1995)
- [Ray-3] G Raynal, P J Vergne et A Gleizes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 508 (1995)
- [Ria-1] H Riad, "*Calcul du transfert radiatif dans des arcs et des plasmas thermiques : Application à l'hydrogène et au méthane*". Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1986)
- [Rob-1] E J Robinson et S Geltman, *Phys. Rev.*, **153**, 1 (1967)
- D H Sampson,
- [Sah-1] S Sahal-Bréchet, *Astron. & Astrophys.*, **1**, 91 (1969)
- [Sam-1] Sampson D H, *J.Q.S.R.T.*, **5**, 211 (1965)
- [Sas-1] M Sasanuma, E Ishiguro, H Masuko, Y Morioka et M Nakamura, *J. Phys B : Atom. Mol. Phys.*, **11**, 21 (1978)
- [Sas-2] M Sasanuma, E Ishiguro, T Hayaishat, H Masuko, Y Morioka, T Nakajimas et M Nakamura, *J. Phys B : Atom. Mol. Phys.*, **12**, 24 (1979)
- [Tra-1] G Traving, "*Plasma diagnostics*", **Ch.II**, Locjte-Holtgreven (1968)
- [Ver-1] J C Verité, T Boucher, A Comté, C Delalondre, P Robin-Jouan, E Serres, V Texier, M Barrault, P Chevrier et C Fievet,; *IEE Proc. Sci.*, **142**, 3, 189 (1995)
- [Zha-1] J L Zhang, J D Yan, A B Murphy, W Hall et M T C Fang, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **30**, 706 (2002)